www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

PHILIPS TECHNISCH TIJDSCHRIFT

JAARGANG 27, 1965/66, no. 8/9

De ster-interferometer te Narrabri

I. Principe van de intensiteitsinterferometer; algemene beschrijving

II. Het meten van de correlatie

535.853.4:522.617.3

In 1956 toonden Hanbury Brown en Twiss experimenteel aan dat er correlatie bestaat tussen de fluctuaties in de stromen van twee foto-elektrische detectors die door coherent licht bestraald worden. Dit experiment was een belangrijke stap voor het toepassen van de intensiteitsinterferometrie — die enkele jaren tevoren in de radioastronomie ontwikkeld was — op de zichtbare sterren.

In de daarop volgende jaren hebben Hanbury Brown en Twiss en hun medewerkers de optische intensiteitsinterferometer te Narrabri (Australië) gebouwd, waardoor het mogelijk geworden is de hoekdiameter van een groot aantal sterren te bepalen. Dit wordt gedaan met behulp van een elektronische apparatuur die de correlatie tussen de fluctuaties in de stromen van twee foto-elektrische detectors meet. Deze elektronische „correlator" werd ontworpen en gebouwd door de Mullard Research Laboratories.

Het onderwerp wordt hier behandeld in een tweetal artikelen. Het eerste geeft een inleiding tot de intensiteitsinterferometrie en een algemene beschrijving van het toestel in Narrabri; het tweede een wat gedetailleerder beschrijving van de correlator.

Wij stellen het zeer op prijs dat prof. Hanbury Brown het eerste van deze twee artikelen voor ons heeft willen schrijven.

I. Principe van de intensiteitsinterferometer; algemene beschrijving

R. Hanbury Brown

Het doel van de ster-interferometer te Narrabri is, de hoekdiameter van een aantal heldere sterren te meten. De „hoekdiameter" van een ster is de hoek waaronder de ster vanuit een punt op aarde wordt „gezien".

Men zou kunnen menen dat de hoekdiameter van een ster het eenvoudigst kan worden bepaald door een telescoop op de ster te richten en het beeld te meten. Inderdaad meet men de hoekdiameter van de zon, de maan en de planeten op deze wijze. De sterren zijn echter in hoekmaat te klein voor deze methode. De begrenzing in dit opzicht is voornamelijk te wijten aan twee factoren. In de eerste plaats wordt de mogelijkheid om met een telescoop het verschil tussen een lichtbron van eindige afmetingen en een lichtpunt te zien, principieel begrensd door de golflengte van het licht en de diameter van de hoofdlens of de hoofdspiegel van de telescoop. Als we een puntbron bekijken met een telescoop, dan verschijnt er in het beeldvlak niet een punt maar een schijf met ringen. Heeft de hoofdlens een diameter d, dan is de hoekafmeting van de schijf, of wel de *schijnbare* hoekafmeting van de puntbron, ongeveer λ/d radialen, waarin λ de golflengte van het licht is. Theoretisch kunnen we dus met een telescoop met diameter d de hoekdiameter Θ van een ster alleen dan bepalen als $\Theta > \lambda/d$ is.

De grootste ster in hoekmaat is Betelgeuze; de hoekdiameter hiervan bedraagt 0,047 boogseconden.

Prof. R. Hanbury Brown, F.R.S., vroeger verbonden aan het Jodrell Bank Observatory, is thans Professor of Physics (Astronomy) aan de Universiteit te Sydney en directeur van het Narrabri Observatory.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Deze zou men theoretisch nog net van een puntbron kunnen onderscheiden bij gebruik van een hoofdlens van 3 meter diameter. De *hete* heldere sterren zijn in hoekmaat aanzienlijk kleiner dan Betelgeuze, namelijk ten hoogste omstreeks 0,001 boogseconde; deze zouden pas van een puntbron kunnen worden onderscheiden met een telescooplens van 150 meter diameter!

In deze schattingen hebben we echter de tweede begrenzende factor verwaarloosd, die samenhangt met het optreden van scintillaties in de aardatmosfeer. Door onregelmatigheden in de atmosfeer ontstaan er veranderingen in de faze en in de amplitude van het ontvangen licht. Deze veranderingen zijn ongecorreleerd in punten die, ruwweg, meer dan 10 cm uit elkaar liggen. Doordat de verschillende delen van een grote telescoopspiegel een ster door verschillende delen van de atmosfeer zien, is het beeld van de ster vervormd, het danst heen en weer, en het wordt vergroot. Door beperkingen van deze aard, die afhangen van factoren als de hoogte van het observatorium en het weer, is de kleinste hoekdiameter die nog met een telescoop bepaald kan worden, ruwweg 1 à 0,1 boogseconde. De aardatmosfeer belet ons dus de hoekdiameters van de sterren te meten met een telescoop, hoe groot deze ook is.

Toch is het wel mogelijk de hoekmaat van een aantal sterren te bepalen. De instrumenten waarmee dit kan, zijn van tweeërlei aard. In beide types wordt het licht opgevangen, niet op één reusachtige spiegel ter grootte λ/Θ, maar op twee betrekkelijk kleine spiegels die op een onderlinge afstand λ/Θ geplaatst kunnen worden. Het eerste type is de bekende *interferometer van Michelson*. Hierin worden de lichtbundels die door de twee kleine spiegels worden opgevangen tot interferentie gebracht. Het tweede type is de *intensiteitsinterferometer*, die in de afgelopen tien jaar ontwikkeld is. In dit toestel wordt het opgevangen licht door ieder van de twee spiegels op een foto-elektrische detector in het brandpunt geconcentreerd, en aldus in twee elektrische stromen omgezet. De twee stromen laat men dan elektrisch „interfereren", d.w.z. de hoogfrequente fluctuaties op deze stromen worden met elkaar vergeleken en de correlatie daartussen wordt bepaald.

De interferometer te Narrabri, die het onderwerp vormt van dit en het volgende artikel, is een intensiteitsinterferometer. In dit artikel zullen we de principes ervan bespreken en een vergelijking trekken met de interferometer van Michelson. De elektronische correlator, die de twee stromen uit de twee detectors met elkaar vergelijkt, wordt in het volgende artikel besproken. Het ontwerpen van een dergelijke correlator is geen gering probleem. Het thans in gebruik zijnde exemplaar is ontworpen en uitgevoerd in de Mullard Research Laboratories te Redhill (Engeland).

Het doel van de metingen

Verreweg het grootste gedeelte van de materie in het heelal is gecondenseerd tot sterren, en het is één van de hoofddoelstellingen van de astronomie om tot een begrip van de structuur en de evolutie van deze sterren te komen. Uit theoretische beschouwingen volgt dat de massa en de chemische samenstelling van een ster in hoge mate bepalend zijn voor zijn andere eigenschappen; de theorie tracht juist verband te leggen tussen deze basisgrootheden en de meer direct waarneembare eigenschappen. Twee belangrijke waarneembare eigenschappen van een ster zijn de *oppervlaktemperatuur* en de *afmeting* ervan, die beide zeer uiteenlopende waarden kunnen hebben. Dat de sterren in temperatuur verschillen, ziet men duidelijk aan hun spectra, die, om historische redenen, ingedeeld worden in de klassenreeks *O*, *B*, *A*, *F*, *G*, *K*, *M*, waarbij de temperatuur in deze volgorde afneemt. De temperaturen variëren van omstreeks 30 000 °K voor sterren van het type *O* tot 3000 °K voor het type *M*. Ook de afmetingen van de sterren variëren aanzienlijk. Als we ons bepalen tot het meest voorkomende soort sterren, de sterren van de zg. hoofdreeks, dan variëren de (ware) diameters van ongeveer 20 maal die van de zon (type *G*) voor *O*-sterren tot ongeveer de helft van de zondiameter voor *M*-sterren. Beschouwen we echter ook de minder veelvuldig voorkomende soorten, dan lopen de afmetingen veel sterker uiteen. De „superreuzen" van het type *M* zijn b.v. omstreeks 500 maal zo groot als de zon, terwijl men anderzijds veronderstelt dat sommige „witte dwergen" 100 maal zo klein zijn als de zon.

Fig. 1 laat zien hoe men de waargenomen eigenschappen van de sterren op een zinvolle wijze kan samenvatten. Dit diagram, het zg. Hertzsprung-Russell-diagram, geeft het verband weer tussen de oppervlaktemperatuur, het spectrumtype, de afmeting en de totale uitgestraalde hoeveelheid licht, voor de verschillende stersoorten. In horizontale richting is het spectrumtype en de daarmee geassocieerde temperatuur uitgezet; in verticale richting een maat voor de totale hoeveelheid uitgestraald licht. Deze hoeveelheid wordt gegeven door de „absolute magnitude", d.i. de schijnbare magnitude [1] die de ster zou hebben als hij op een afstand van 10 parsec (32,6 lichtjaar) van de aarde zou staan. De absolute magnitude kan natuurlijk niet direct gemeten worden maar volgt uit de schijnbare magnitude en de afstand. De schuine rechte lijnen geven de afmeting van de ster vergeleken met die van de zon.

De gegevens in fig. 1 zijn gebaseerd op metingen van de lichtsterkte, het spectrum en de afstand (via de parallax). De temperatuur die met een bepaald spectrumtype correspondeert, volgt zowel uit de algemene

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

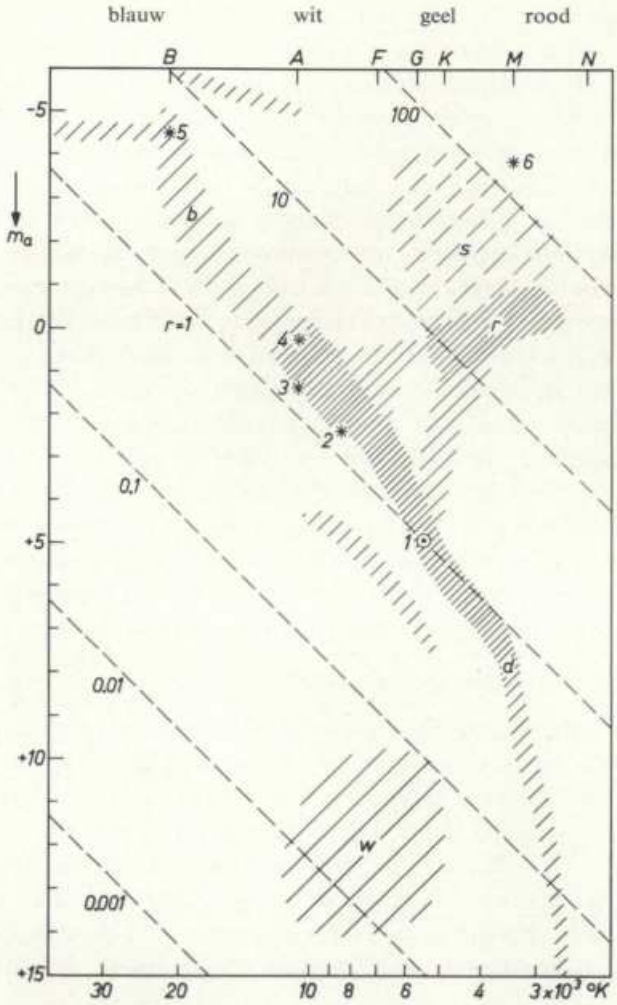


Fig. 1. Het Hertzsprung-Russell-diagram, een classificatie van de sterren naar absolute magnitude m_a (evenredig met de logaritme van de totale uitgestraalde lichtstroom) en oppervlaktemperatuur T. De lijnen van constante straal r zijn getrokken volgens de wet van Stefan-Boltzmann (totale uitgezonden stralingsstroom $\sim T^4r^2$), die geldt voor zwarte stralers. De waarden voor r zijn betrokken op de straal van de zon. In horizontale richting zijn de sterren gerangschikt naar het uit de waarnemingen volgende spectrumtype O, B, A, . . . Elk type wordt vaak nog onderverdeeld in 10 stapjes, zoals $O0$, $O1$, . . . enz. Het spectrumtype hangt nauw samen met de temperatuur, maar het verband is niet geheel ondubbelzinnig; in het bijzonder in het gebied der hete sterren is het verband kwantitatief tamelijk onzeker.

De meeste sterren liggen op de „hoofdreeks" (*b*-*d*), waartoe de blauwe reuzen (*b*) en de rode dwergen (*d*) behoren. Grote groepen buiten de hoofdreeks zijn de rode reuzen (*r*), de superreuzen (*s*) en de witte dwergen (*w*). Van enkele bekende sterren is de plaats in het diagram aangegeven: *1* Zon, 2 Altair, *3* Sirius, *4* Wega, *5* β Crucis, *6* Betelgeuze.

spectrale verdeling van het licht, dus uit de „kleur", als ook uit een gedetailleerde analyse van de spectrumlijnen, die inlichtingen geven over de ionisatiegraad van een aantal elementen in de steratmosfeer. Hoewel de bereikbare nauwkeurigheid beperkt is, zijn deze twee methodes goed bruikbaar voor sterren die kouder zijn dan type A. Voor de hetere sterren, van de types O en B, zijn er twee principiële moeilijkheden. In de eerste plaats zijn deze hete sterren extreem blauw; het merendeel van de straling is ultraviolet en dit wordt sterk door de aardatmosfeer geabsorbeerd; daardoor is het onmogelijk om de werkelijke spectrale verdeling van de straling te bepalen (tenzij men waarnemingen boven de atmosfeer doet). In de tweede plaats zijn de temperaturen zo hoog dat het spectrum slechts enkele zwakke lijnen bevat. Dientengevolge is de temperatuur van deze hete sterren zeer onzeker.

Is een ster een zwarte straler, dan volgt de diameter ervan in principe uit de schijnbare lichtsterkte, de afstand en de temperatuur. Voor een zwarte straler is de straling M die per eenheid van oppervlakte uitgezonden wordt volgens de wet van Stefan-Boltzmann:

$$M = \sigma T^4, \qquad (1)$$

waarin σ een constante is en T de temperatuur. Als R de afstand en $2r$ de diameter van de ster is, is de straling E die per eenheid van oppervlakte op aarde ontvangen wordt:

$$E = \frac{4\pi r^2}{4\pi R^2} M = \frac{r^2}{R^2} \sigma T^4. \qquad (2)$$

Hieruit volgt r indien T, R en E bekend zijn.

Voor deze methode om de diameter van een ster te bepalen is dus vereist dat we de afstand kennen, en deze kunnen we alleen direct meten voor sterren die betrekkelijk dicht bij ons staan. Nu zijn er vrijwel geen *hete* sterren die zo dichtbij staan dat de afstand goed bekend is, zodat de diameter van dit type sterren op deze wijze niet goed bepaald kan worden.

In het geval dat de afstand en de oppervlaktemperatuur beide niet bekend zijn, is het in principe mogelijk de oppervlaktemperatuur van de ster te vinden door behalve de lichtstroomdichtheid E ook de hoekdiameter Θ te meten; immers, met $\Theta = 2r/R$ gaat (2) over in:

$$E = \tfrac{1}{4}\Theta^2 \sigma T^4. \qquad (3)$$

Het directe doel van de interferometer in Narrabri is de hoekdiameter van een aantal hete sterren te meten. De enige hoekdiameterbepalingen tot dusver waren metingen op Mount Wilson volgens de methode van Michelson. Ruim 40 jaar geleden zijn hier metingen gedaan met een toestel met een maximale spiegelafstand van 6 meter, waarbij het scheidend vermogen

[1] De schijnbare magnitude m van een ster is een logaritmische maat voor het ontvangen licht, en wel is $m = -2{,}5 \log E$ waarin E de ontvangen lichtstroomdichtheid is; als nulpunt van de schaal is willekeurig gekozen de gemiddelde magnitude van een groep heldere sterren van de noordelijke hemel. Op deze schaal heeft de helderste ster, Sirius, een magnitude van ongeveer $-1{,}5$, terwijl de zwakste ster die men nog met het blote oog kan zien, een magnitude van ongeveer $+6$ heeft. Een verhouding van 100 : 1 in lichtstroomdichtheid correspondeert met een verschil van 5 in magnitude. De definitie van magnitude sluit enigszins aan bij de van oudsher in gebruik zijnde magnitudenschaal.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

slechts voldoende was om zes sterren te meten; deze zes sterren waren alle betrekkelijk koel en dichtbij. Tien jaar later werden metingen verricht met een toestel van 15 meter [2]; er zijn echter slechts weinig nieuwe hiermee bereikte resultaten gepubliceerd, wellicht in verband met moeilijkheden van het soort dat we nog zullen bespreken. De eerste waarnemingen zijn van grote waarde gebleken, en het is ons doel in Narrabri om het onderzoek nu uit te strekken tot de hete sterren. Wat de belangrijkste conclusies zullen zijn die uit de metingen getrokken kunnen worden, hangt af van de resultaten en van de bereikte nauwkeurigheid. Op dit ogenblik zien we als het belangrijkste doel het verbeteren van de temperatuurschaal voor de hete *O*-, *B*- en *A*-sterren. Zoals hieronder zal blijken, is de interferometer te Narrabri beperkt tot *O*-, *B*-, *A*- en *F*-sterren; hij kan niet voor koudere sterren gebruikt worden. Bovendien moeten de te meten sterren helderder zijn dan magnitude +2,5. Volgens de verwachtingen moeten we met de installatie in de huidige vorm ongeveer 50 heldere sterren kunnen meten.

Bij de afleiding van verg. (3) hebben we ondersteld dat we de totale stralingsstroom, geïntegreerd over alle golflengten, kunnen meten en dat de ster een zwarte straler is waarop we de wet van Stefan-Boltzmann mogen toepassen. Noch het een, noch het ander is waar voor hete sterren: een groot gedeelte van hun straling wordt, zoals reeds eerder opgemerkt, door de aardatmosfeer geabsorbeerd, en de spectrale verdeling van de straling van deze sterren lijkt niet erg op die van een zwarte straler. Men combineert in dergelijke gevallen de meting van de straling met die van de hoekdiameter om, met behulp van de stralingswet van Planck, de „*helderheidstemperatuur*" $T_b(\lambda)$ van de ster bij de meetgolflengte λ te bepalen, d.i. de temperatuur die een zwarte straler zou moeten hebben om bij dezelfde golflengte evenveel straling uit te zenden. Voor een zwarte straler zijn de helderheidstemperatuur en de effectieve temperatuur per definitie bij alle golflengtes gelijk. Voor een hete ster is er in het algemeen een ingewikkelder theoretisch model nodig om het verband tussen de twee temperaturen te leggen. Men bepaalt dan de effectieve temperatuur indirect, via het theoretische model, uit de gemeten helderheidstemperatuur.

We hopen op deze manier de effectieve temperatuur van een aantal *O*-, *B*- en *A*-sterren te bepalen met een nauwkeurigheid beter dan 5%, en aldus een bijdrage van betekenis te leveren tot de ijking van de „temperatuurschaal" voor de sterren. Als bijkomend resultaat moet de bepaling van de hoekdiameter $\Theta = 2r/R$ van die enkele hete sterren waarvan de afstand goed bekend is, ook direct de diameters daarvan leveren.

Bovendien hopen we op nog een aantal meer speciale resultaten. In de eerste plaats verwachten we onder de heldere sterren een aantal dubbelsterren of meervoudige sterren te ontdekken. Van vele heldere sterren is reeds bekend dat ze meervoudig zijn, hetzij door directe waarneming van de componenten (visuele dubbelsterren), hetzij door hun spectrum (spectroscopische dubbelsterren), maar het is waarschijnlijk dat er een aantal sterren zijn waarvan voorlopig alleen met de interferometer het meervoudig-zijn zal kunnen worden aangetoond. In de tweede plaats hopen we de hoekmaat te bepalen van een aantal sterren die sterke emissielijnen in hun spectrum vertonen, en de theorieën over de oorsprong van deze lijnen te toetsen. Ten slotte zullen we, als de apparatuur voldoende goed werkt, pogen de verdeling van de helderheid over de schijf van Sirius te meten. Als deze meting lukt, zou het de eerste directe bepaling kunnen zijn van het verloop van de zg. randverduistering (afwijking van de wet van Lambert) voor Sirius, waarover tot dusver alleen vrijwel geheel theoretische veronderstellingen bestaan.

De interferometer van Michelson

Alvorens de nieuwe interferometer te bespreken, willen we eerst de werking van de interferometer van Michelson [3] nagaan en uiteenzetten waarom deze niet gebruikt kan worden om meer sterren te meten.

Fig. 2 illustreert het principe van deze interferometer. Het op twee kleine spiegels opgevangen licht van de ster wordt in het brandvlak van een grote holle spiegel geconcentreerd, waar de twee stralenbundels samen-

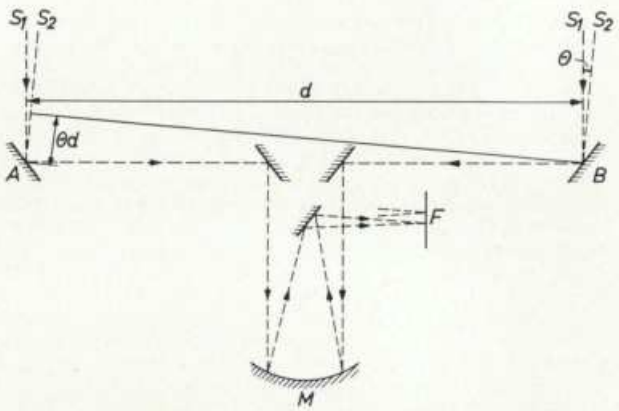


Fig. 2. De interferometer van Michelson. Het licht van de ster (of van twee puntbronnen S_1, S_2 op een hoekafstand Θ) wordt op twee kleine spiegels A en B opgevangen. De twee stralen interfereren in het brandvlak F van de grote spiegel M. De modulatiediepte („zichtbaarheid") van het interferentiepatroon in F wordt gemeten als functie van de spiegelafstand d.

komen. De afstand van de twee kleine spiegels kan gewijzigd worden. Als het licht op de twee kleine spiegels coherent is, interfereren de twee stralenbundels en er ontstaat in het brandvlak een patroon van lichte en donkere interferentiestrepen. De intensiteitsvariaties langs het patroon (aangegeven door de „modulatie-

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

diepte" of de „zichtbaarheid") zijn des te groter naarmate de coherentie van het licht bij de twee kleine spiegels groter is. Als de ster niet een puntbron is, zullen de donkere strepen die bij één punt van de ster horen gedeeltelijk over de lichte strepen van een ander punt vallen, zodat de zichtbaarheid kleiner wordt; hoeveel kleiner, hangt af van de hoekdiameter Θ van de ster en van de spiegelafstand d. Is Θd veel kleiner dan de golflengte λ van het licht, dan lopen de patronen nog maar weinig door elkaar en is de zichtbaarheid groot; maar wordt $\Theta d \approx \lambda$ of nog groter, dan neemt de zichtbaarheid snel af. De hoekdiameter van een ster wordt nu gemeten door de zichtbaarheid waar te nemen als functie van de spiegelafstand d; uit de waarde van d waarbij de zichtbaarheid sterk begint af te nemen: $d \approx \lambda/\Theta$, volgt de hoekdiameter Θ. Uit een exacte analyse [4] volgt dat de zichtbaarheid als functie van de spiegelafstand de Fourier-getransformeerde is van de lichtverdeling over de sterschijf, gereduceerd tot een equivalente lijnbron [5].

Het verband tussen zichtbaarheid, spiegelafstand en hoekdiameter kan men gemakkelijk iets meer kwantitatief aangeven voor het eenvoudige geval van twee puntbronnen S_1 en S_2 op hoekafstand Θ, die beide monochromatisch licht uitzenden van dezelfde golflengte λ (fig. 2). Het licht van S_1 alleen produceert interferentiestrepen in het brandvlak F die tot stand komen doordat het verschil van de optische weglengten in de twee stralen die een punt in F resp. via A en B bereiken, van punt tot punt verschilt. De lichte strepen ontstaan daar waar de optische wegen $n\lambda$ verschillen; de donkere strepen corresponderen met optische wegverschillen van $(n + \frac{1}{2})\lambda$. Het licht van S_2 produceert onafhankelijk een tweede interferentiepatroon met dezelfde streepafstand. Het verschil van de beide lichtwegen van S_2 tot een zeker punt in het brandvlak verschilt echter een bedrag Θd van het wegverschil, tot hetzelfde punt, voor S_1. Daardoor is het tweede patroon $\Theta d/\lambda$ maal een streepafstand verschoven ten opzichte van het eerste, zodat de zichtbaarheid voor $\Theta d/\lambda = 0, 1, 2, \ldots$ maximaal is en voor $\Theta d/\lambda = \frac{1}{2}, \frac{3}{2}, \ldots$ minimaal (en gelijk aan nul als S_1 en S_2 even helder zijn). Voor twee monochromatische puntbronnen van dezelfde golflengte is de zichtbaarheid dus een oscillerende functie van Θd.

Men kan deze beschouwing uitbreiden tot een monochromatische bron van eindige afmetingen. Als voorbeeld geven we in *fig. 3* de berekende zichtbaarheid als functie van Θd voor het geval van een lijnbron met een gelijkmatig verdeelde intensiteit.

Dat men de methode van Michelson in de praktijk *niet* kan toepassen om met steeds grotere instrumenten steeds kleinere sterren te meten, hangt samen met het feit dat men een van nul verschillende optische bandbreedte $\Delta\nu$ moet gebruiken. Dit brengt met zich mee dat de weglengte ΔL waarin van de lichtcomponent met de kortste golflengte juist één golf meer ligt dan van de component met de langste golflengte, eindig is. Als nu de weglengten voor twee lichtstralen van een puntbron tot het brandvlak ΔL of meer verschillen, dan zullen deze stralen geen interferentiepatroon geven: de strepen die bij de verschillende golflengten horen, lopen in dat geval zo sterk door elkaar dat de zichtbaarheid nul is. Voor de lengte ΔL geldt: $\Delta L = n\lambda = (n-1)(\lambda + \Delta\lambda)$, waaruit volgt $\Delta L \approx \lambda^2/\Delta\lambda$, of wel, met $\Delta\nu/\nu = \Delta\lambda/\lambda$: $\Delta L \approx c/\Delta\nu$ (c = lichtsnelheid).

Voor een redelijke bandbreedte $\Delta\lambda$ van b.v. 5 nm bij $\lambda = 550$ nm is $\Delta L = 0{,}06$ mm, zodat de weglengten van de ster tot het brandvlak tot op ca. 0,01 mm gelijk moeten zijn. Men ziet nu waarom het zo moeilijk is een interferometer van Michelson van zeer grote afmetingen te bouwen. Niet alleen moeten de doorbuiging en de uitzettingsverschillen van de twee armen van het apparaat binnen zeer nauwe grenzen blijven, om de lichtwegen van de kleine spiegels tot de grote spiegel met deze nauwkeurigheid gelijk te houden, maar ook moet het apparaat zeer precies de ster volgen om de lichtwegen van de ster tot de twee kleine spiegels met dezelfde nauwkeurigheid gelijk te houden. Het valt derhalve te betwijfelen of het mogelijk is een interferometer van Michelson te bouwen met een spiegelafstand van b.v. 100 meter, tenminste zonder buitensporige kosten en moeite. Een tweede grote moeilijkheid wordt, evenals bij de telescoop, gevormd door de scintillaties van de atmosfeer. Door beweging van de lucht en de daarmee gepaard gaande drukfluctuaties ontstaan differentiële lengte- en richtingsveranderingen in de twee lichtwegen van de ster naar de twee spiegels. Hierdoor wordt het interferentiepatroon bewogen en vervormd. Dit bemoeilijkt het waarnemen van het patroon en het

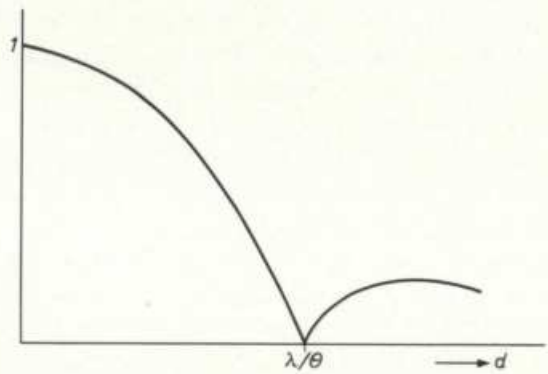


Fig. 3. De zichtbaarheid van het patroon in de interferometer van Michelson is hier uitgezet als functie van de spiegelafstand d, voor een monochromatische lijnbron (golflengte λ) met een hoekafmeting Θ en een gelijkmatige verdeling van de intensiteit over de hoek. Uit de afstand waarbij de zichtbaarheid nul wordt, kan men de hoekafmeting van de bron bepalen.

[2] F. G. Pease, Ergebnisse der exakten Naturw. **10**, 84, 1931.
[3] C. Candler, Modern interferometers, Hilger and Watts, Londen 1951, blz. 235.
[4] L. Mandel, Fluctuations of light beams, Progress in Optics **2**, 181-248, 1963.
[5] De „equivalente lijnbron" is een lijn evenwijdig aan de verbindingslijn van de spiegels, waarvan elk element een intensiteit heeft die gelijk is aan de totale intensiteit van de corresponderende loodrechte strook van de schijf.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

introduceert een subjectief element in de resultaten. Misschien zou het, met moderne foto-elektrische technieken, wel mogelijk zijn de scintillatie-effecten en het subjectieve element in de resultaten te reduceren; dit is evenwel nog niet bewezen.

De intensiteitsinterferometer

Na deze inleiding beschouwen we nu de intensiteitsinterferometer. Deze is in *fig. 4* schematisch weergegeven. Er zijn twee spiegels; ieder hiervan concentreert het licht van de ster op een foto-elektrische detector in zijn brandpunt. De uitgangsstromen van de twee detectors bevatten hoogfrequente fluctuaties, waartussen de correlatie, bij verschillende spiegelafstanden, in een elektronische correlator wordt gemeten. De hoekdiameter van de ster volgt dan uit de correlatie als functie van de afstand tussen de spiegels.

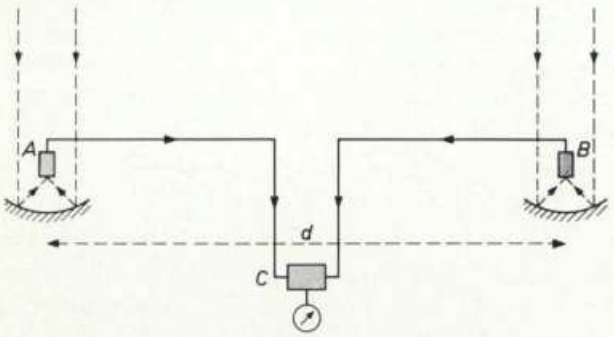


Fig. 4. Schema van de intensiteitsinterferometer. Het licht van de ster wordt op twee fotodetectors A en B geconcentreerd. De correlatie tussen de fluctuaties in de uitgangsstromen van A en B wordt gemeten in de correlator C, als functie van de detectorafstand d.

De intensiteitsinterferometer verschilt radicaal van de interferometer van Michelson: de lichtbundels die op de twee spiegels opgevangen worden, brengt men *niet* direct bij elkaar om ze optisch te laten interfereren, maar de interferentie vindt als het ware elektrisch plaats. Deze nieuwe techniek heeft twee grote voordelen. In de eerste plaats is het niet nodig de apparatuur te construeren en te richten met de enorme mechanische precisie die voor de interferometer van Michelson vereist is. In de tweede plaats wordt de werking ervan vrijwel niet aangetast door scintillaties in de atmosfeer. Dientengevolge is het mogelijk een zeer groot toestel te bouwen, waarmee zeer kleine hoekdiameters kunnen worden gemeten. Een en ander zullen we thans nader toelichten.

Kwalitatieve verklaring

Het principe van de intensiteitsinterferometer kan kwalitatief als volgt verklaard worden.

Het licht van een ster dat bij de interferometer aankomt, kunnen we beschouwen als een superpositie van een groot aantal vlakke harmonische golven die ieder gekarakteriseerd worden door een bepaalde richting, corresponderend met een punt in de lichtbron, een bepaalde frequentie en een bepaalde faze. De superpositie van deze golven resulteert in licht met een fluctuerende intensiteit, d.w.z. de elektrische vector van het licht bij de fotokatode heeft, evenals bij thermische ruis, een fluctuerende amplitude. Daar de uitgangsstromen van de detectors evenredig zijn met de intensiteit van het licht, zullen deze dezelfde fluctuaties bevatten.

Als de lichtbron een *puntbron* is, zullen de relatieve fazen van de harmonische componenten van het licht bij de twee detectors gelijk zijn, vooropgesteld dat de verbindingslijn van de detectors loodrecht staat op de richting van de lichtbron. Het is duidelijk dat in deze situatie de intensiteitsfluctuaties bij de twee detectors, en dus de stroomfluctuaties, volledig gecorreleerd zijn.

Beschouw nu het geval van een lichtbron met een zekere uitgestrektheid en stel dat we die bron kunnen voorstellen door een reeks puntbronnen $S_1, S_2, \ldots S_n$, elk op een hoekafstand $\Delta\Theta$ van de volgende; Θ zij de totale hoekdiameter van de bron (zie *fig. 5*). Staat de verbindingslijn van de detectors loodrecht op de richting van S_1, dan komen de golven van S_1 in A met dezelfde onderlinge fazen als in B. Het licht van $S_2, S_3, \ldots$ arriveert in B echter een tijdje $d\Delta\Theta/c$, $2d\Delta\Theta/c, \ldots$ later dan in A, zodat de harmonische componenten die

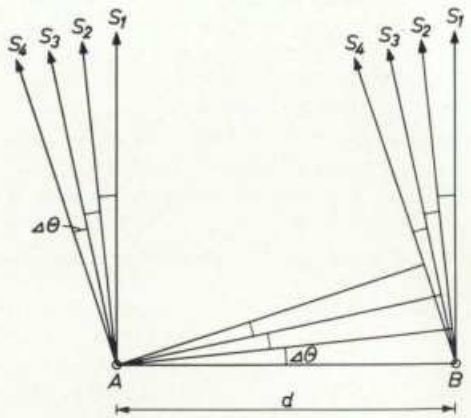


Fig. 5. Ter toelichting van de beschouwing over de intensiteitsfluctuaties in twee punten A en B (afstand d) van licht dat afkomstig is van een reeks puntbronnen $S_1, S_2, \ldots$ op onderlinge hoekafstanden $\Delta\Theta$.

b.v. van S_2 afkomstig zijn, in B andere onderlinge fazen hebben dan in A. Hun superpositie geeft op een gegeven ogenblik dus tot verschillende intensiteiten in A en B aanleiding, en dit geldt a fortiori bij de optelling van alle bijdragen van $S_1, S_2, \ldots S_n$. De gemiddelde intensiteiten in A en B zijn natuurlijk gelijk, maar de intensiteitsfluctuaties zijn niet meer volledig gecorreleerd.

Als nu het maximale wegverschil Θd klein is vergeleken met de golflengte van het licht λ, dan is er weinig

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

verschil tussen het licht in A en B. Met andere woorden, als de afstand tussen A en B klein is ($d \ll \lambda/\Theta$), is de correlatie tussen de intensiteitsfluctuaties in A en B groot; maar als de afstand d vergelijkbaar met λ/Θ of groter wordt, neemt de correlatie af en nadert ten slotte tot nul. Door dus de correlatie C — die we hieronder nog nader zullen definiëren — als functie van de afstand d te meten, is het mogelijk Θ, de hoekdiameter van de lichtbron, te bepalen.

De gegeven kwalitatieve verklaring is gesteld in termen van lichtgolven; hij is echter even goed geldig voor andere golflengtegebieden. De intensiteitsinterferometrie is b.v. ook toegepast in de radioastronomie.

De kwantitatieve samenhang tussen correlatie, detectorafstand en hoekdiameter

Uit een gedetailleerde berekening [6], die te lang is om hier weer te geven, volgt dat de correlatie $C(d)$ als functie van de detectorafstand d gegeven wordt door:

$$C(d)/C(0) = \Gamma^2(d). \quad . \ . \ . \ . \quad (4)$$

Hierin is $C(0)$ de correlatie voor een detectorafstand 0 en $\Gamma(d)$ de absolute waarde van de genormeerde Fourier-getransformeerde van de verdeling van de lichtintensiteit over de hoekafmeting van de lichtbron, als deze gereduceerd wordt tot een equivalente lijnbron evenwijdig aan de verbindingslijn van de detectors. Het verrassend eenvoudige resultaat is dus dat de met een intensiteitsinterferometer gemeten correlatie evenredig is met het *kwadraat* van de „zichtbaarheid" van het interferentiepatroon in een interferometer van Michelson met dezelfde spiegelafstand (vgl. blz. 201).

De hoekdiameter van een ster wordt dus bepaald door de correlatie als functie van de detectorafstand te meten en de gevonden kromme te vergelijken met de theoretisch berekende krommen $\Gamma^2(d)$ voor een aantal lichtbronnen van verschillende hoekdiameter en een gegeven verdeling van licht over de schijf.

In *fig. 6* is de theoretische correlatie als functie van d weergegeven voor twee lijnbronnen die corresponderen met schijven met een gelijkmatig verdeelde intensiteit.

Correlatie en ruis

De correlatie is het tijdgemiddelde van het produkt van de detectorstroomfluctuaties. Deze wordt gemeten door de fluctuaties, nadat zij versterkt en in frequentie tot een zekere band beperkt zijn, toe te voeren aan de twee ingangen van een lineaire vermenigvuldiger. Deze levert, samen met een integrerende schakeling, als uitgangssignaal de correlatie.

Het meten van de correlatie wordt gecompliceerd door een bijkomstige maar onvermijdelijke bron van ruis: het hageleffect in de detectorstromen. Laten we eerst het totaal der fluctuaties in de uitgangsstroom van één detector beschouwen. In het eenvoudige geval dat het opvallende licht lineair gepolariseerd is en volkomen coherent over de oppervlakte van de detector, is het kwadratisch gemiddelde van deze fluctuaties, gemeten aan de ingang van de vermenigvuldiger [7]:

$$\overline{N^2} = 2e^2 \left| \int_\nu A\alpha(\nu)n(\nu)\mathrm{d}\nu + \int_\nu A^2\alpha^2(\nu)n^2(\nu)\mathrm{d}\nu \right| \int_f |F(f)|^2 \,\mathrm{d}f$$

. . . (5)

Hierin is e de lading van het elektron, A de oppervlakte van de detector, $n(\nu)$ het aantal invallende lichtquanta per tijdseenheid, per oppervlakte-eenheid en per eenheid van frequentieband, $\alpha(\nu)$ het quantumrendement van de fotokatode, en $F(f)$ de frequentiekarakteristiek van het gehele elektronische systeem tot aan de ingang van de vermenigvuldiger, inclusief de foto-elektrische detectors; de integraties moeten respectievelijk uitgevoerd worden over de optische (ν) en de elektrische (f) bandbreedte. De eerste van de twee termen binnen de haken vertegenwoordigt hagelruis in de katodestroom van de detector. De tweede term is afkomstig van de fluctuaties in de intensiteit van het opvallende licht.

Beschouw nu de uitgangsstromen van twee identieke detectors. Het is duidelijk dat de hagelruis in de twee detectorstromen ongecorreleerd is, maar men kan laten

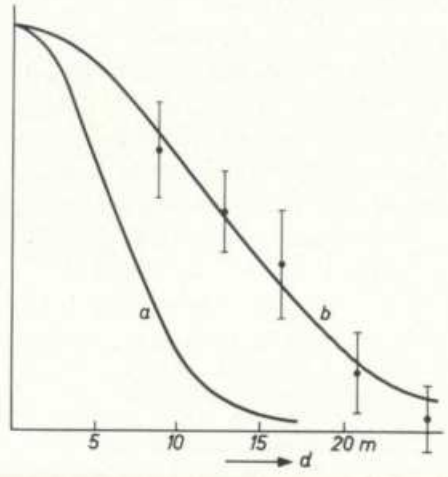


Fig. 6. De correlatie als functie van de detectorafstand d. Elke kromme is de theoretische kromme (verg. 4) voor een lijnbron equivalent met een schijf met gelijkmatig verdeelde intensiteit; *a*) bron met hoekafmeting 0,008 boogseconde, *b*) bron met hoekafmeting 0,004 boogseconde. De verticale lijnstukken zijn experimentele resultaten, nl. meetpunten met de bijbehorende waarschijnlijke fout.

[6] R. Hanbury Brown en R. Q. Twiss, Proc. Roy. Soc. London **A 243**, 291, 1957/58.
[7] R. Hanbury Brown en R. Q. Twiss, Proc. Roy. Soc. London **A 242**, 300, 1957.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

zien dat de fluctuaties in deze stromen ten gevolge van de fluctuaties in de lichtintensiteit wèl gecorreleerd zijn. In het eenvoudige geval dat het licht volledig coherent is over de twee detectors samen, en weer lineair gepolariseerd, is de correlatie gelijk aan [7]:

$$C(0) = 2e^2 \int_\nu A^2\alpha^2(\nu)n^2(\nu)\mathrm{d}\nu \int_f |F(f)|^2 \,\mathrm{d}f. \quad (6)$$

Dit is de uitdrukking voor de correlatie voor het geval dat de detectorafstand $d = 0$ is; immers, in dat geval is het licht zeker coherent over de twee detectors. Bij een afstand nul zijn de fluctuaties in de lichtintensiteit, en dus de fluctuaties in de uitgangsstromen ten gevolge hiervan, identiek voor de twee detectors. Het is dus duidelijk waarom de uitdrukking (6) identiek is met het tweede stuk van (5): beide uitdrukkingen stellen het tijdgemiddelde van het produkt van twee identieke stroomfluctuaties voor.

De signaal-ruisverhouding

In verg. (5) vertegenwoordigt de tweede term het „signaal", d.w.z. de fluctuaties ten gevolge van de lichtfluctuaties, die gecorreleerd zijn voor twee detectors dicht bij elkaar; de eerste term vertegenwoordigt de ruis. Als men α en n binnen de optische bandbreedte onafhankelijk van ν kan stellen, dan volgt uit (5) dat de verhouding van het signaalvermogen tot het ruisvermogen gelijk is aan $A\alpha(\nu)n(\nu)$, dus de verhouding van signaalstroom tot ruisstroom gelijk aan $\sqrt{A\alpha n}$. $A\alpha n$ is het aantal foto-elektronen per tijdseenheid per eenheid van frequentieband van het licht. Nu is zelfs voor grote spiegels en heldere sterren dit getal zeer klein (b.v. 10^{-4}), zodat in de uitgang van elke detector de van het licht afkomstige fluctuaties verdrinken in de hagelruis.

De vermenigvuldiger levert een stroom die evenredig is met het produkt van de ingangsstromen. Daardoor is, bij een detectorafstand nul (zie verg. 5 en 6), voor het signaal direct na de vermenigvuldiging (de correlatie) de verhouding van signaalstroom tot ruisstroom gelijk aan $A\alpha n$. Na de vermenigvuldiging wordt de ruis sterk gereduceerd door de middeling over de tijd, dus de genoemde verhouding wordt verbeterd, en wel met een factor $\sqrt{T\Delta f}$, waarin T de totale observatietijd is en Δf de bandbreedte van de elektrische ketens tussen de fotokatodes en de vermenigvuldiger.

Uit de factor $A\alpha n$ kan men de invloed van het licht op de signaal-ruisverhouding aflezen. $A\alpha n$ is het quantumrendement van de fotokatodes maal het aantal opgevangen quanta per tijdseenheid en *per eenheid van frequentieband van het licht*. De signaal-ruisverhouding hangt dus niet alleen van de totale hoeveelheid licht af maar ook van de wijze waarop het licht over de optische frequentieband verdeeld is. In het eenvoudige geval van een gelijkmatige verdeling is de signaal-ruisverhouding *onafhankelijk* van de optische bandbreedte, vooropgesteld dat deze veel groter is dan de elektrische bandbreedte. Een vereenvoudigde afleiding van deze beweringen vindt men in het hieronder volgende artikel over de correlator.

Als men de signaal-ruisverhouding voor een praktisch geval berekent, vindt men dat zelfs voor de helderste sterren alleen redelijke resultaten verkregen kunnen worden met zeer grote spiegels, zeer hoge quantumrendementen, grote elektrische bandbreedtes en zeer lange waarnemingstijden. Bovendien vindt men dat de waarnemingen beperkt moeten blijven niet alleen tot *heldere* maar ook tot *hete* sterren.

We stippen in het kort nog even de oorzaak aan van deze laatste beperking. Verg. (6) geeft de correlatie voor het geval dat de afmetingen en de afstand van de detectors en de hoekdiameter van de ster zo klein zijn dat het licht als volledig coherent beschouwd kan worden niet alleen over het oppervlak van elke detector maar ook over de twee detectors samen. Doordat de bron een eindige hoekmaat heeft en de detectors een eindige afstand, is het licht niet volledig coherent over de twee detectors samen; het is zelfs, ten gevolge van de eindige reflectoroppervlakte niet volledig coherent over elk van de reflectors: elke reflector „lost de bron zelf gedeeltelijk op". De correlatie wordt daardoor kleiner: uitdrukking (6) hiervoor moet worden vermenigvuldigd met een factor die afhangt van de afmetingen en de afstand van de detectors en van de hoekafmeting en de vorm van de lichtbron. Als men deze factor in rekening brengt, vindt men dat de signaal-ruisverhouding niet alleen een functie is van de genoemde parameters en de helderheid van de lichtbron, maar ook van de *helderheidstemperatuur* ervan; in feite is er, bij een gegeven observatietijd, een met de helderheidstemperatuur toenemende bovengrens voor de signaal-ruisverhouding, hoe groot de detectors ook zijn. Er is dus niet alleen een minimum helderheid maar ook een minimum temperatuur voor een ster om met een gegeven interferometer gemeten te kunnen worden; deze grenzen hangen af van de parameters van het toestel.

Dat de helderheidstemperatuur de signaal-ruisverhouding moet beïnvloeden als de detectors niet klein zijn, kan men als volgt inzien. De reductiefactor die op (6) toegepast moet worden als het licht niet volledig coherent is over één detector, wordt bepaald door $\lambda/\Theta\sqrt{A}$, analoog aan de uitdrukking $\lambda/\Theta d$ als men de invloed van de spiegelafstand d beschouwt ($\sqrt{A}$ is ruwweg de spiegeldiameter). De reductiefactor neemt af als $\lambda/\Theta\sqrt{A}$ afneemt. Voor $\lambda/\Theta\sqrt{A} \gg 1$ is hij één (geen reductie), voor $\lambda/\Theta\sqrt{A} \ll 1$ is hij bij benadering gelijk aan λ^2/Θ^2A [6] [7]. In het laatste geval (grote spiegels) is de signaal-ruisverhouding evenredig met $A\alpha n\lambda^2/\Theta^2A = \alpha\lambda^2 n/\Theta^2$. Nu is $4n/\Theta^2 = nR^2/r^2$ (R afstand, r straal van de ster) het aantal fotonen dat per tijdseenheid, per frequentiebandeenheid

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

en *per oppervlakte-eenheid van het steroppervlak* wordt uitgezonden, d.i. een grootheid die alleen afhangt van de helderheidstemperatuur. In het geval van voldoend grote spiegels wordt de signaal-ruisverhouding dus door de helderheidstemperatuur en niet door de schijnbare magnitude bepaald. In tussenliggende gevallen is de signaal-ruisverhouding afhankelijk van beide grootheden.

De toleranties in de constructie van de interferometer en het effect van atmosferische onregelmatigheden

Het belangrijkste voordeel van een intensiteitsinterferometer is dat er bij de constructie en het richten geen buitensporige mechanische precisie vereist is en dat hij ongevoelig is voor atmosferische scintillaties [8].

Zoals we gezien hebben, is het bij de interferometer van Michelson essentieel dat het verschil tussen de lichtwegen via de twee armen van het toestel niet groter wordt dan $c/\Delta\nu$ ofwel, grofweg, de golflengte van het licht. Bij de intensiteitsinterferometer nu moeten de weglengten via de twee armen minder verschillen dan de golflengte, niet van het licht, maar van de stroomfluctuaties op de twee ingangen van de vermenigvuldiger. Laten we dit iets preciseren. Als twee identieke fluctuatieseries in de twee armen met een zeker tijdsverschil de vermenigvuldiger bereiken, dan is de correlatiecoëfficiënt, als functie van dit tijdsverschil, de Fouriergetransformeerde van de spectrale verdeling van het vermogen in de fluctuaties (theorema van Wiener-Khintchine). Hieruit volgt dat, als de fluctuatiespectra identiek en rechthoekig zijn en begrensd worden door een maximale frequentie f_{max}, de correlatie aanzienlijk vermindert zodra het verschil in looptijd voor de twee signalen groter wordt dan een fractie, b.v. 1/10, van $1/f_{max}$. Zoals we gezien hebben, is het gewenst een zo groot mogelijke bandbreedte te gebruiken, omdat de signaal-ruisverhouding evenredig is met de wortel uit de bandbreedte; in de praktijk is er echter een bovengrens van ongeveer 100 MHz, die bepaald wordt door de responsie van de detectors. Eventuele looptijdverschillen mogen dus niet groter zijn dan ongeveer 10^{-9} s. Deze beperking geldt zowel voor het licht dat op de detectors valt, als ook voor de elektrische signalen tussen de detectorkatodes en de vermenigvuldiger. Voor het licht wil dit ruwweg zeggen dat de lichtwegen door de lucht naar de detectors niet meer dan 30 cm mogen verschillen. In de praktijk is het, zelfs voor een zeer groot toestel met een detectorafstand van enkele honderden meters, niet moeilijk binnen deze tolerantie te blijven, en het is dus praktisch mogelijk een interferometer met een zeer groot scheidend vermogen te construeren.

Het tweede voordeel van de intensiteitsinterferometer is de ongevoeligheid voor atmosferische scintillaties, die zo funest zijn bij de interferometer van Michelson. De verklaring van deze opmerkelijke eigenschap ligt eigenlijk al in het voorgaande besloten. Om de correlatie aanzienlijk aan te tasten, moet de atmosfeer looptijdverschillen voor het licht naar de twee detectors introduceren van ten minste 10^{-9} s (equivalent met een lichtwegverschil van 30 cm in lucht). Uit een nauwkeurige analyse van de onregelmatigheden die voor de scintillaties verantwoordelijk gesteld moeten worden, volgt dat men alleen looptijdverschillen kan verwachten die veel kleiner zijn dan 10^{-9} s. Theoretisch gezien is het derhalve onwaarschijnlijk dat de atmosferische onregelmatigheden de correlatie noemenswaard nadelig zullen beïnvloeden, en deze conclusie wordt bevestigd door de praktische ervaring die we tot nu toe hebben opgedaan.

De interferometer te Narrabri

Na een serie laboratoriumproeven om de principes te toetsen, werd in 1955 de eerste poging gedaan een sterinterferometer te maken. Met spiegels van legerzoeklichten, met een diameter van 156 cm, werd een proefapparaat gebouwd, en hiermee werd de hoekdiameter van Sirius gemeten [9]. Na dit experiment werd een groter toestel gebouwd, dat inmiddels in Narrabri geïnstalleerd is en waarmee waarnemingen verricht worden. Deze plaats ligt in een vlakke streek ongeveer 500 km ten noorden van Sydney op een hoogte van 200 m boven de zeespiegel. Het klimaat in dit gebied is redelijk gunstig: meer dan de helft van de nachten zijn wolkenloos, en de windsnelheid is er 's nachts meestal minder dan 15 km/h. Een overzicht van de installatie geven de *figuren 7* en *8*. De twee grote reflectors zijn opgesteld op wagens, die op rails in een cirkelvormig spoor met een diameter van 188 meter lopen. De reflectors worden bestuurd door een rekenmachine die doorlopend de vereiste informatie over het azimut en de elevatie van de te meten ster geeft. Het azimut van de ster wordt gevolgd door de beweging van de reflectors langs het cirkelvormige spoor, en de elevatie door een kanteling van de reflectors om een horizontale as. De afstand tussen de reflectors kan op elke waarde tussen 9 en 188 meter worden ingesteld, en de beweging wordt zo geregeld dat, terwijl de afstand constant blijft, de verbindingslijn steeds loodrecht staat op de richting van de ster. Dit laatste is van belang om het verschil in de looptijden van het licht naar de twee detectors kleiner te houden dan de besproken tolerantie. Bovendien is elke reflector nog op een draaitafel op de wagen opgesteld en wordt op de ster gericht

[8] R. Hanbury Brown en R. Q. Twiss, Proc. Roy. Soc. London A **248**, 199, 1958.
[9] R. Hanbury Brown en R. Q. Twiss, Nature **178**, 1046, 1956, en Proc. Roy. Soc. London A **248**, 222, 1958.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

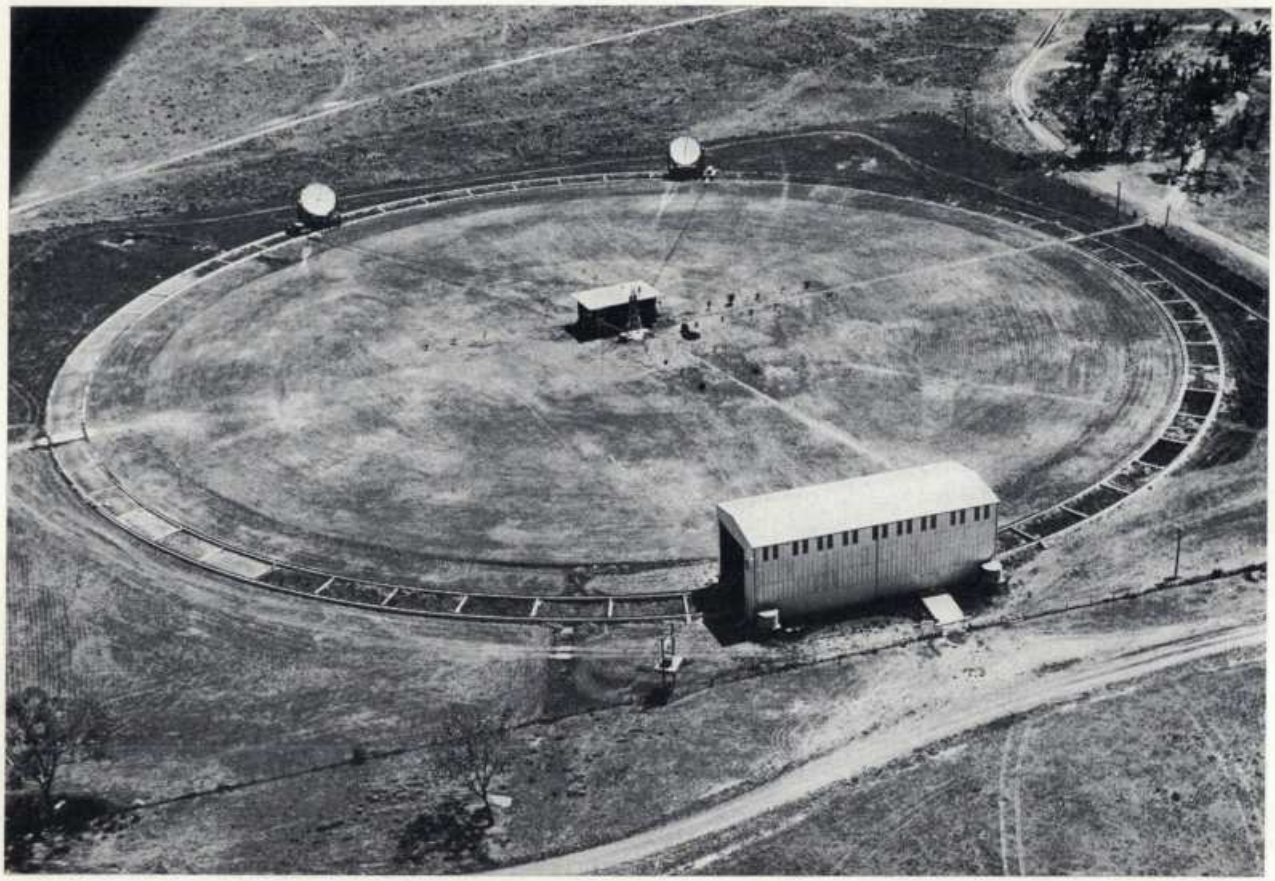


Fig. 7. De interferometer te Narrabri. Het cirkelvormige spoor heeft een diameter van 188 m. De correlator bevindt zich in het centrale gebouw. De centrale mast is 9 m hoog. Op de voorgrond de garage voor de reflectors.

gehouden met een grotere precisie dan in de beweging langs het spoor mogelijk is.

Naar gangbare astronomische maatstaven zijn de reflectors groot en grof. Elke reflector bestaat uit een geraamte van een lichte metaallegering met een diameter van 6,7 meter waarop 252 zeshoekige spiegels zijn gemonteerd. Het geraamte is parabolisch van vorm om te zorgen dat al het licht dat de reflector treft het brandpunt gelijktijdig bereikt. Elke spiegel is met een driepuntsbevestiging instelbaar, zodat de corresponderende lichtbundel op de fotokatode gericht kan worden. De spiegels zijn van glas dat aan de voorkant bedekt is met aluminium, beschermd door een laag kwartsglas. Aan elke spiegel is een verhittingselement bevestigd om dauwvorming op het oppervlak te kunnen voorkomen. Volgens de ervaring is 12 W per spiegel in de winter in Narrabri voldoende. Elke spiegel heeft een sferisch oppervlak met een brandpuntsafstand die aangepast is aan zijn plaats in de reflector; de gemiddelde brandpuntsafstand is 11 m.

In het brandpunt wordt van het licht met een negatieve lens een evenwijdige bundel gemaakt, en het wordt door een optisch filter met smal doorlaatgebied (8 nm) gestuurd. Via een irisdiafragma met een maximale opening van 7,5 cm wordt het licht dan op de fotokatode van een 14-traps-fotomultiplicator geconcentreerd. Het uitgangssignaal van de fotomultiplicator (dat frequenties bevat tot aan de bovengrens van de fotomultiplicator toe) wordt via een coaxiale kabel met geringe verliezen naar de correlator geleid.

Hoewel de rekenmachine in principe nauwkeurig genoeg werkt om de reflectors zo goed op de ster te richten dat de lichtvlek, die een diameter van ca. 2,5 cm heeft, op de fotokatode blijft, is er toch nog een extra-inrichting om de lichtvlek midden op de katode te houden. Deze correctie is noodzakelijk omdat het spoor noch volkomen vlak, noch volkomen cirkelvormig is. Het correctiesignaal wordt geleverd door een tweede foto-elektrische detector, die vlak naast de hoofddetector bevestigd is. De gereflecteerde bundel van één van de 252 spiegels wordt op het centrum van deze loodsdetector gericht, terwijl de overige spiegels het centrum van de hoofddetector verlichten. Met behulp van een roterende D-vormige schijf vóór de loodsdetector en een dubbel systeem voor synchrone detectie worden twee signalen gegenereerd die de afwijking geven in azimut en elevatie (zie *fig. 9*). Door gebruik van dit correctiesysteem is de fout in het

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

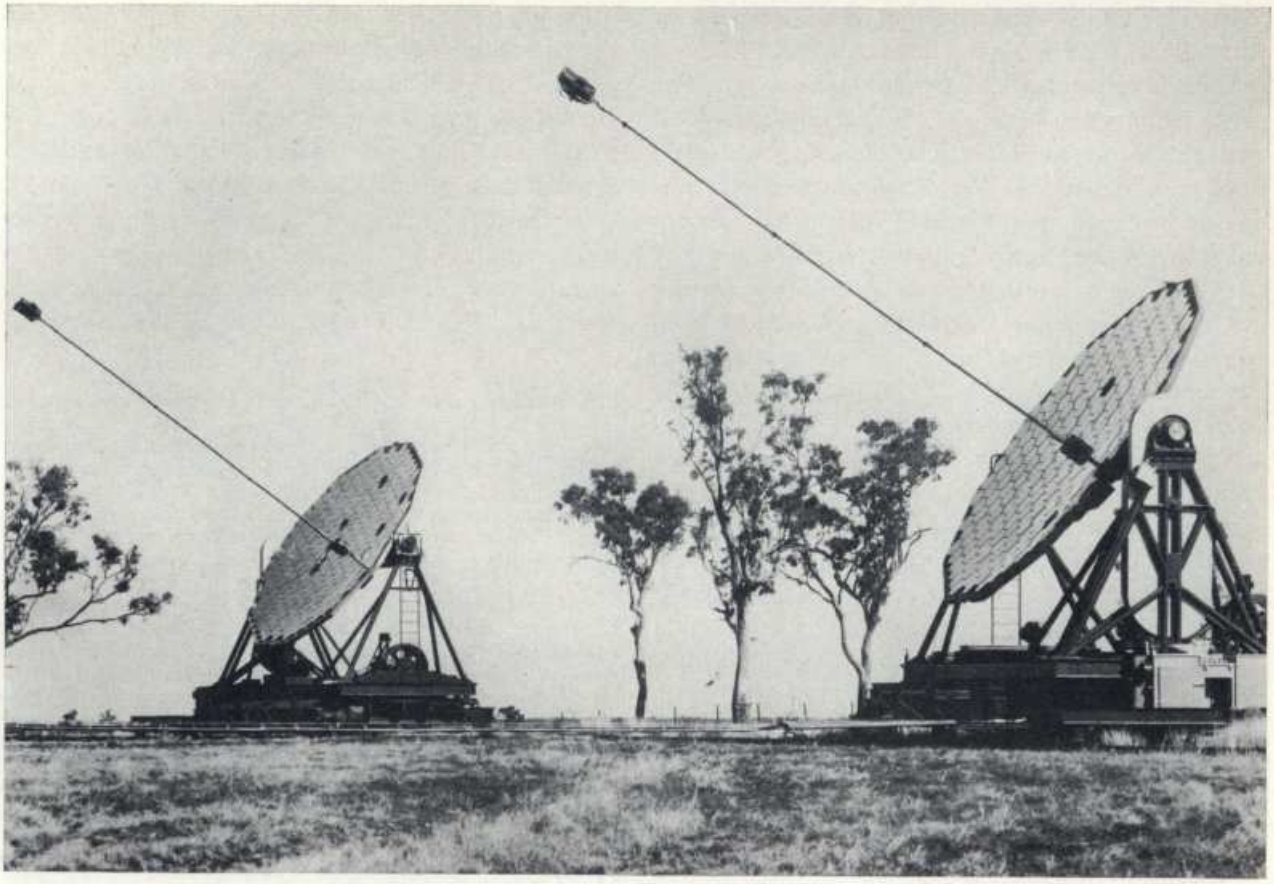


Fig. 8. De reflectors. Elke reflector bestaat uit een parabolisch metalen geraamte van ongeveer 6,7 m in diameter waarop 252 spiegels zijn gemonteerd. De staaf waaraan de foto-elektrische detector bevestigd is, is 11 m lang.

richten, met de reflectors in beweging, beperkt tot ongeveer één boogminuut (standaarddeviatie), hetgeen correspondeert met een verschuiving van 6 mm van de lichtvlek in het brandpunt.

In het midden van de spoorring staat een gebouw waarin de rekenmachine, de correlator, enkele generatoren en een airconditioningsinstallatie zijn ondergebracht. Elk van de twee wagens is met de apparatuur in het centrale gebouw verbonden door een elektrische kabel, die gedragen wordt door een stalen draadkabel die zelf vastzit aan een draaibare ring aan de top van een centrale mast. De trekspanning in deze draadkabel, omstreeks twee ton, wordt opgenomen door een volgwagen die aan de reflectorwagen gekoppeld is. Aan de noordkant is over de spoorcirkel een grote garage gebouwd, waarin de twee reflectors volledig tegen het weer beschermd kunnen worden als ze niet in gebruik zijn. Een aardige (hoewel kostbare) bijzonderheid van deze garage is dat de wagens erin geparkeerd kunnen worden zonder de kabels los te maken; in de garagemuur waar deze kabels tegenaan zouden lopen, zijn nl. sleuven aangebracht van de einden tot vrijwel het midden.

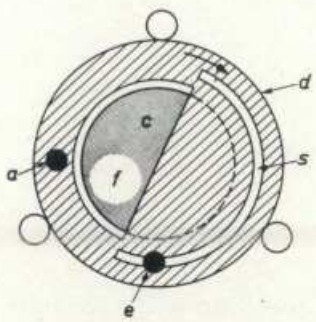


Fig. 9. De inrichting waarmee signalen gegenereerd worden ter correctie van de reflectororiëntatie. Het licht (f) van de ster wordt door een van de 252 spiegels geconcentreerd op de fotokatode c van de loodsdetector. Dit licht wordt gemoduleerd door een roterende schijf d als de lichtvlek niet precies op het centrum valt. De correcties voor azimut en elevatie worden van elkaar onderscheiden door de faze van de ontstane modulatie. De correctiesignalen worden verkregen door synchrone detectie. De referentiesignalen hiervoor worden verkregen door onderbreking van twee door een spleet s in de schijf d vallende lichtbundels, een voor het azimut a en een voor de elevatie e.

De rekenmachine is een elektromechanische analogiemachine die de vergelijking tussen azimut, elevatie, uurhoek en declinatie oplost. Wij zullen deze hier niet in detail beschrijven maar volstaan met de opmerking dat de nauwkeurigheid ervan twee à drie boogminuten is, en dat hij bijzonder betrouwbaar is gebleken. De correlator wordt in het volgende artikel besproken.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Het hele toestel werd eind 1961 van Engeland naar Australië verscheept, en in juli en augustus 1963 werd er voor de eerste maal een ster mee gemeten. Uit deze eerste proefmeting bleek dat, hoewel alle onderdelen van het apparaat goed functioneerden, de gevoeligheid in de praktijk ongeveer één stermagnitude minder was dan de berekende gevoeligheid. Volgens het ontwerp moest het toestel een correlatie-ruisverhouding 3 : 1 leveren in een observatietijd van één uur voor een ster met een fotografische magnitude van +2,5. In zijn huidige vorm levert het deze prestatie pas voor een ster met een magnitude +1,5. Bij het nagaan van de oorzaken van deze discrepantie is gebleken dat vrijwel zeker de berekende gevoeligheid zal kunnen worden bereikt door betere fotomultiplicators te gebruiken. Inmiddels is het toestel doorlopend in gebruik voor het meten van de hoekdiameters van de helderste sterren. Het kost ruwweg 15 à 20 uur om bij een zeer heldere hemel een volledig stel resultaten te verkrijgen waaruit de afmeting van een ster kan worden afgeleid. Enkele van de gemeten sterren zijn Wega [10] (type *A*0), β Crucis (type *B*1) en Altair (type *A*7). De resultaten betreffende β Crucis zijn op zichzelf zeer interessant; ze vertegenwoordigen de eerste directe meting van de hoekdiameter van een *B*-ster en er waren detectorafstanden tot 100 m bij betrokken. De waarschijnlijke fout in de meting van de hoekdiameter van deze sterren is iets minder dan $\pm 5\%$.

Tot slot kunnen we zeggen dat de eerste resultaten van dit nieuwe en interessante toestel bemoedigend zijn, en we hopen in de naaste toekomst een programma van metingen te kunnen uitvoeren dat een waardevolle bijdrage zal leveren tot onze kennis van de afmetingen en de temperaturen van de hete sterren.

[10] R. Hanbury Brown, C. Hazard, J. Davis en L. R. Allen, Nature **201**, 1111, 1964.

De interferometer werd gebouwd onder auspiciën van de School of Physics van de Universiteit te Sydney (Australië) en de Universiteit te Manchester (Engeland). Hij werd gemeenschappelijk gefinancierd door het Department of Scientific and Industrial Research in Engeland, de Nuclear Research Foundation van de Universiteit te Sydney, en het Office of Scientific Research van de U.S. Air Force. Het ontwerp werd uitgevoerd door Messrs. Dunford en Elliot (Sheffield) en de Mullard Research Laboratories (Redhill, Surrey).

Samenvatting. De sterinterferometer te Narrabri (Australië), een „intensiteitsinterferometer", is gebouwd om de hoekdiameters van ruwweg 50 heldere sterren te bepalen. De kennis van de hoekdiameter kan een belangrijke bijdrage leveren tot de kennis van de afmeting en van de oppervlaktemperatuur van de ster, en daarmee meer in het algemeen tot een begrip van de bouw van de sterren. Hoekdiameterbepalingen waren tot dusver slechts voor enkele sterren gelukt, en wel met een interferometer van Michelson.

De intensiteitsinterferometer, die de laatste 10 jaar ontwikkeld is, vertoont enige analogie met de interferometer van Michelson. In de laatste wordt het licht van de ster op twee afzonderlijke (vlakke) spiegels opgevangen en de twee bundels worden tot interferentie gebracht; de „zichtbaarheid" van het interferentiepatroon neemt af als de spiegelafstand toeneemt, en uit de snelheid waarmee dit gebeurt volgt de hoekdiameter. Bij de intensiteitsinterferometer wordt het licht ook op twee afzonderlijke, maar nu holle, spiegels opgevangen. Het wordt nu eerst in elk spiegelbrandpunt met behulp van een foto-elektrische detector omgezet in een elektrische stroom; vervolgens meet men de correlatie tussen de fluctuaties in de detectorstromen. De correlatie als functie van de afstand levert de hoekdiameter. Het voordeel van de intensiteitsinterferometer boven de interferometer van Michelson is dat de toleranties in de constructie veel ruimer zijn; daardoor kan men een groter toestel bouwen en derhalve kleinere sterren meten. Bovendien is de gevoeligheid voor atmosferische scintillaties veel kleiner.

De belangrijkste factor die de signaal-ruisverhouding beperkt is de hagelruis van de fotodetectors. In elke detector verdrinken de lichtintensiteitsfluctuaties in de hagelruis. Deze laatste wordt bij de correlatiemeting echter geëlimineerd. Om bruikbare resultaten te krijgen, moet men de correlatie over een lange tijd (minuten of uren) integreren, fotodetectors met een groot rendement en een grote bandbreedte en grote spiegels gebruiken, en de metingen beperken tot heldere en hete sterren.

Bij de interferometer te Narrabri hebben de spiegels een diameter van 6,7 m; hun afstand is maximaal 188 m. Enkele van de gemeten sterren zijn Wega, β Crucis en Altair.

II. Het meten van de correlatie

A. Browne

Algemene beschouwingen

In het vorige artikel is aangetoond dat de hoekdiameter van een ster kan worden bepaald uit de correlatie tussen de lichtintensiteitsfluctuaties bij twee detectors als functie van de afstand van deze detectors. In dit artikel geven we een beschrijving van de correlator (*fig. 10*), d.i. het elektronische apparaat dat deze correlatie meet.

A. Browne is medewerker van Mullard Research Laboratories, Redhill (Surrey), Engeland.

Het toestel is zeer schematisch in *fig. 11* weergegeven. De fluctuaties in de uitgangsstromen van de fotodetectors worden versterkt, gefilterd en met elkaar vermenigvuldigd. De uitgangsstroom van de vermenigvuldiger wordt geïntegreerd, waardoor men de gemiddelde waarde, die de correlatie vertegenwoordigt, verkrijgt. De stromen X en Y aan de twee ingangen van de

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Fig. 10. De correlator. In de bovenste drie eenheden links worden de hoogfrequente signalen van de detectors ontvangen, bewerkt en met elkaar vermenigvuldigd. Het produktsignaal wordt verder bewerkt in de bovenste eenheden rechts en de correlatie-integralen worden afgedrukt op de drukker die men rechts ziet. De onderste eenheden bevatten de tijdregel- en programmeercircuits, de hoogspanningsvoeding voor de fotomultiplicators en de gestabiliseerde wisselspanningsvoeding voor de correlator.

vermenigvuldiger kunnen worden geschreven als $X = x + z$, $Y = y + z$, waarin x, y en z drie onafhankelijke ruisstromen zijn. De termen x en y zijn vrijwel geheel afkomstig van hagelruis, en z is het gevolg van de gemeenschappelijke component in de lichtintensiteitsfluctuaties. Het resultaat van de middeling van de produktstroom is, omdat x, y en z onafhankelijk zijn:

$$\overline{XY} = \overline{xy} + \overline{xz} + \overline{yz} + \overline{z^2} = \overline{z^2} = C.$$

Dit is de correlatie die moet worden gemeten als functie van de detectorafstand.

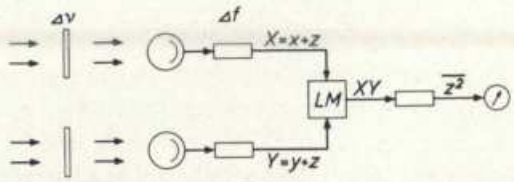


Fig. 11. Schema van de werking van de interferometer. De optische bandbreedte wordt begrensd tot $\Delta\nu$ door een optisch filter. De bandbreedte van de elektrische schakelingen tussen de fotokatodes en de vermenigvuldiger is Δf. De signalen $X = x + z$ en $Y = y + z$ worden vermenigvuldigd, zodat XY ontstaat, en vervolgens gemiddeld, zodat $\overline{XY} = \overline{z^2}$, de correlatie, ontstaat. x en y vertegenwoordigen hagelruis, z is de gemeenschappelijke component in de fluctuaties.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Signaal-ruisverhouding

In een *oneindig* lange integratietijd wordt de gelijkstroomcomponent $\overline{z^2}$ van het uitgangssignaal van de vermenigvuldiger door het integratieproces volledig van de ruissignalen xy enz. ontdaan doordat $\overline{xy}$ enz. $= 0$. In een *eindige* integratietijd wordt de ruis niet volledig uitgemiddeld. Dit veroorzaakt een onzekerheid in de gemeten correlatie. Uit de volgende vereenvoudigde beschouwingen blijkt hoe de signaal-ruisverhouding afhangt van de integratietijd T, de bandbreedte Δf en de gemiddelde lichtintensiteit. De component z is klein vergeleken met x en y, de ruiscomponenten xz en yz kunnen derhalve ten opzichte van xy verwaarloosd worden. We zullen nu verg. (5) uit het eerste artikel vereenvoudigen door te veronderstellen a) dat de daarin optredende grootheid $A\alpha n$ onafhankelijk is van ν binnen de optische frequentieband van ν tot $\nu + \Delta\nu$ en nul daarbuiten, en b) dat F onafhankelijk is van f binnen de elektrische frequentieband van f tot $f + \Delta f$ en nul daarbuiten. Als we stellen $2e^2F^2\Delta\nu = k$ en $A\alpha n = n_1$, dan worden de twee termen in (5):

$$\overline{x^2} = \overline{y^2} = kn_1\Delta f, \quad \overline{z_0^2} = kn_1^2\Delta f. \quad . \; . \quad (7)$$

De laatste term vertegenwoordigt zowel de fluctuaties ten gevolge van het licht in één detector (tweede term van verg. 5) alsook de correlatie voor detectorafstand nul (verg. 6). Het integratie-(middelings-)proces gedurende een tijd T kan beschouwd worden als het selecteren van die signalen aan de uitgang van de vermenigvuldiger die in een bandbreedte $\delta f \approx 1/T$ bij de frequentie $f = 0$ liggen. De ruis xy is verdeeld over de frequentiebanden van 0 tot Δf en van $2f$ tot $2f + 2\Delta f$. Deze laatste band is van geen belang. Als we nu veronderstellen dat het ruisvermogen, dat, afgezien van een weerstandsfactor, gelijk is aan $\overline{(xy)^2} = \overline{x^2y^2} = \overline{x^2}\,\overline{y^2} = k^2n_1^2\Delta f^2$, gelijkmatig over de frequentieband 0 tot Δf verdeeld is, dan is het ruisvermogen in de band 0 tot δf gelijk aan $k^2n_1^2\Delta f\delta f = k^2n_1^2\Delta f/T$. Het correlatie-signaalvermogen is $(\overline{z_0^2})^2 = k^2n_1^4\Delta f^2$. Voor een detectorafstand nul geldt dus:

$$\frac{\text{signaalstroom}}{\text{ruisstroom}} = \sqrt{\frac{\text{signaalvermogen}}{\text{ruisvermogen}}} = n_1\sqrt{T\Delta f}. \quad (8)$$

In een gegeven integratietijd is de signaal-ruisverhouding dus des te groter naarmate de elektrische bandbreedte Δf en de grootheid n_1 (evenredig met de lichtintensiteit per eenheid van optische bandbreedte, de effectieve detectoroppervlakte en het quantumrendement) groter zijn. We merken nog op dat de optische bandbreedte $\Delta\nu$ niet meer in de signaal-ruisverhouding (8) voorkomt.

In de praktijk ligt het signaal z vóór de vermenigvuldiging 25 à 55 dB beneden X en Y, dus het signaal $\overline{z^2}$ na de vermenigvuldiging 50 à 110 dB beneden XY. De correlatie $\overline{z^2}$ die na de vermenigvuldiging als een gelijkstroom, en op sommige trajecten als een 5-kHz-wisselstroom, in de produktruis XY verscholen is, wordt door een systeem van smallebandversterking, synchrone detectie en integratie trapsgewijze van de ruis ontdaan. De integratie over de tijd wordt voortgezet tot de onzekerheid ten gevolge van de ruis xy aanzienlijk kleiner is dan de correlatie $C = \overline{z^2}$; dit kan minuten of uren vergen.

De van de fotodetectors afkomstige ruis aan de ingangen van de correlator ligt ver boven de ruis die in de correlator zelf geproduceerd wordt; het is daarom niet nodig in de correlator een gunstige ruisfactor na te streven. Vóór de vermenigvuldiger, die zelf een zeer ongunstige ruisfactor heeft, zijn hoogfrequentversterkers geschakeld die de ingangsruis versterken. De degradatie van de signaal-ruisverhouding door de ruisbijdragen van de vermenigvuldiger en van de eerste trappen van deze versterkers is gering.

De geïntegreerde uitgangsstroom wordt iedere honderd seconden geregistreerd. *Fig. 12* geeft een voorbeeld van een dergelijke lopende integraal; de onzekerheidsgrenzen ten gevolge van de ruis xy zijn aangegeven.

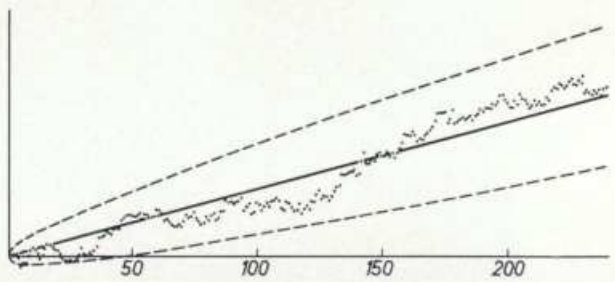


Fig. 12. De stippen geven het lopend totaal van de correlatie-uitkomst. De rechte lijn is de geïntegreerde correlatie die hieruit afgeleid wordt; de gestreepte krommen geven de grenzen van de onzekerheid aan. De getallen op de horizontale as geven het aantal periodes van honderd seconden van de observatietijd.

Normering

Als gedurende een serie metingen de gemiddelde lichtintensiteit verandert, b.v. ten gevolge van veranderingen in de atmosfeer, dan verandert ook de gemeten correlatie, daar deze volgens verg. (7) evenredig is met het kwadraat van de lichtintensiteit (beter: met het produkt van de lichtintensiteiten bij de twee detectors). Om dit effect te elimineren, wordt de correlatie genormeerd, d.w.z. de grootheid $C/\overline{X^2}\,\overline{Y^2}$ wordt bepaald. Deze grootheid is onafhankelijk van de lichtintensiteiten (zie verg. 7; $X \approx x$, $Y \approx y$). De afhankelijkheid van de spiegelafstand wordt door de normering niet aangetast. De grootheden $\overline{X^2}$ en $\overline{Y^2}$ zijn de versterkte hagelruis in de detectorkatodestromen. In principe volgen deze uit de katodestromen en de versterking en de bandbreedte van de ketens tussen de detectorkatodes en de ver-

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

menigvuldiger. De katode- en de anodestromen — en dus de versterking — van de fotodetectors worden inderdaad gemeten en, samen met de correlatie, iedere honderd seconden geregistreerd. De versterkingen van de volgende secties worden afzonderlijk bepaald. In de praktijk is het, ten gevolge van een temperatuurafhankelijke lekstroom in de fotodetectors, onmogelijk de katodestromen lange tijd achter elkaar goed te meten. Lekstroom en foto-elektrische stroom kunnen van elkaar onderscheiden worden door een korte meting zonder en met verlichting. Met behulp hiervan kan de detectorversterking worden bepaald. Nemen we aan dat deze versterking constant is tijdens de meting van een ster, dan kan de normering met deze versterking en de gemeten anodestroom uitgevoerd worden.

De voedingsspanningen voor de fotomultiplicators, en daarmee de versterkingen ervan, kunnen onafhankelijk van elkaar worden ingesteld. De meting van de katodestromen zou, samen met de optische gegevens van de reflectors, in principe gebruikt kunnen worden om de *helderheid* van de ster te bepalen, d.i. het gegeven dat nodig is om het verband tussen de hoekdiameter en de temperatuur van de ster te kunnen leggen (zie verg. 3). Op het ogenblik beperkt het fotokatodelek de nauwkeurigheid van deze bepaling nog vrij ernstig; de gegevens over de helderheid van de ster worden derhalve aan de literatuur ontleend.

IJking

In de relatie tussen de eindintegraal en de correlatie $C = \overline{z^2}$ komen een aantal constanten van de correlator voor. Om deze relatie direct vast te leggen, wordt het hele correlatiemeetproces in één stap geijkt. Hiertoe worden de beide ingangen van de correlator, in plaats van met de fotodetectors, met een ruisgenerator verbonden, die hier twee volledig gecorreleerde ruissignalen van bekende spanning produceert. Doordat er geen hagelruis van de fotodetector is, ontstaat er in korte tijd een correlatiesignaal ver boven de ruis.

Samengevat is dus het doel van de normering te corrigeren voor variaties in de lichtintensiteit, terwijl het doel van de ijking is te corrigeren voor versterkingsvariaties in de correlator. In fig. 6 is de theoretische genormeerde correlatie, in willekeurige eenheden, tegen de detectorafstand uitgezet voor de hoekdiameters 0,004 en 0,008 boogseconde, en tevens zijn enkele experimentele resultaten weergegeven, met de waarschijnlijke fouten. De hoekdiameter van de gemeten ster vindt men door na te gaan, welke van de reeks theoretische curven het beste op de experimentele resultaten past.

De correlator

Het schakelen met 5 kHz

Fig. 13 is een blokschema van de correlator. De fluctuaties in de detectoruitgangsstromen hebben een effectieve waarde van de orde van 1 mV. Alvorens deze fluctuaties aan de ingangen van de vermenigvuldiger *LM* toe te voeren, worden ze in de hoogfrequentversterkers A_1 en A_2 met 40 dB versterkt. In *LM* wordt vervolgens een stroom geproduceerd evenredig met het produkt van de ingangsstromen. De gelijkstroomcomponent van dit produkt, de correlatie *C*, bedraagt ruwweg slechts een miljoenste van de gemiddelde anodestroom van de vermenigvuldiger. Om de aanwezigheid van deze correlatie te ontdekken, wordt het signaal van de eerste fotomultiplicator met een frequentie van 5 kHz telkens van teken omgekeerd in de hoogfrequentversterker S_1. Gedurende 100 μs is de correlatiestroom in

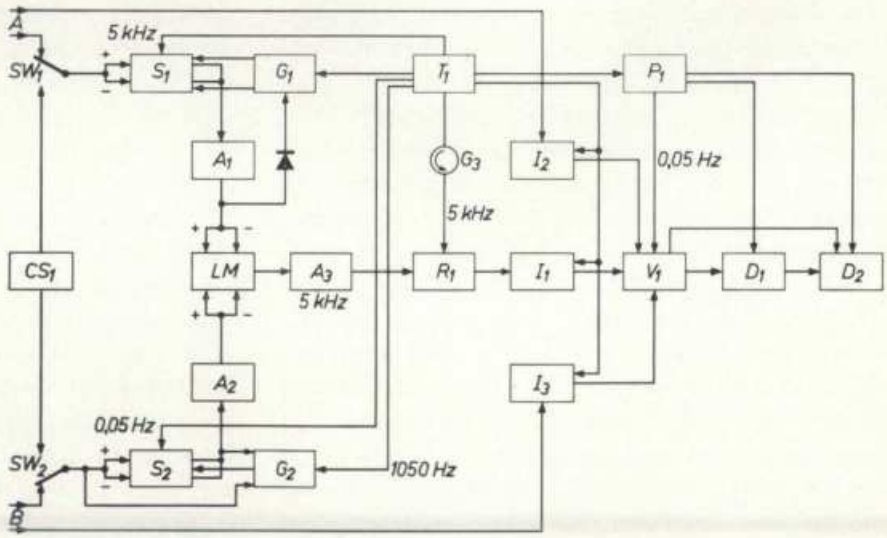


Fig. 13. De signalen van de fotomultiplicators *A* en *B* worden door de versterkers S_1, A_1 en S_2, A_2 geleid en aan de vermenigvuldiger *LM* toegevoerd. S_1 en S_2 worden geschakeld met een frequentie van resp. 5 kHz en 0,05 Hz; de versterkingen van S_1 en S_2 worden gestabiliseerd door de schakelingen voor automatische sterkteregeling G_1 en G_2. Het uitgangssignaal van *LM* wordt in bandbreedte gereduceerd door de smallebandversterker A_3 op 5 kHz en de synchrone detector R_1, en vervolgens over 10 s in de integrator I_1 geïntegreerd. De integralen over 10 s worden gemeten door de digitale voltmeter V_1, die met een frequentie van 0,05 Hz geschakeld wordt, en ze worden opgeteld in het digitale geheugen D_1. Totalen over 100 s en een lopend totaal worden gedrukt in de drukker D_2. De katode- en de anodestromen van *A* en *B* worden gemeten met behulp van de integrators I_2 en I_3 die de gemiddelde waarden over 100 s aangeven. Deze worden opgeslagen en gedrukt door V_1, D_1 en D_2. De tijdregelaar T_1 en de programmeereenheid P_1 zorgen voor de vereiste coördinatie. Met de fazedraaier G_3 wordt de faze van het referentiesignaal voor R_1 ingesteld. CS_1 is de ijkruisbron, die met de schakelaars SW_1 en SW_2 aangesloten kan worden.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

LM dus positief en in de volgende 100 μs negatief; met andere woorden, de correlatie wordt vertegenwoordigd door een kanteelstroom van 5 kHz. De produktruis, die over een brede frequentieband verdeeld is en die geen correlatie bevat, kan van de orde van 110 dB in vermogen groter zijn dan het correlatiesignaal. De signaal-ruisverhouding wordt vergroot door A_3, een smallebandversterker voor 5 kHz. In de synchrone detector R_1 wordt de polariteit weer met een frequentie van 5 kHz omgekeerd, zodat het oorspronkelijke gelijkstroomsignaal weer ontstaat, maar nu versterkt. Met deze synchrone detectie wordt bereikt dat de gelijkstroom die ontstaat, alleen afkomstig is van componenten van het signaal met de schakelfrequentie (of de oneven hogere harmonischen daarvan). Het schakelen van R_1 moet precies samenvallen met de inversie van het signaal; de faze hiervan is echter door looptijdeffecten vanaf S_1 verschoven. De 5-kHz-schakelsignalen voor S_1 en R_1 worden geproduceerd door de tijdregelaar T_1 en een fazedraaier G_3 in de leiding naar R_1. Met de fazedraaier G_3 wordt de faze van het schakelsignaal voor R_1 bijgeregeld en de vereiste coïncidentie tot stand gebracht.

De uitgangsstroom van de gelijkrichter R_1 wordt over 10 s geïntegreerd door de integrator I_1, waardoor een totale verbetering van 90 dB in de signaal-ruisverhouding ontstaat. De integraal, die verkregen wordt door de spanning op een capaciteit te meten waar de stroom aan wordt toegevoerd, wordt met de digitale voltmeter V_1 gemeten in de vorm van een decimaal getal van 4 cijfers met polariteit.

De omkering van het signaal door S_1 wordt bewerkstelligd door het signaal met een transformator in twee signalen van tegengestelde polariteit te splitsen die elk door een van twee parallelle kanalen met een gemeenschappelijke uitgang gaan, en door deze kanalen afwisselend te onderdrukken. De versterkingen van de twee kanalen zullen in het algemeen niet precies gelijk zijn, waardoor een amplitudemodulatie met 5 kHz kan ontstaan. Deze modulatie wordt door de onvermijdelijke niet-linearíteit van *LM* gedetecteerd, hetgeen resulteert in een vals 5-kHz-signaal dat aanzienlijk groter kan zijn dan het 5-kHz-correlatiesignaal en dat de volgende trappen kan oversturen. Dit effect wordt enigszins tegengegaan door de buizen in de vermenigvuldiger, speciaal voor de frequentie van 5 kHz, te balanceren. Het valse signaal wordt verder gereduceerd door de eventuele amplitudemodulatie met 5 kHz aan de uitgang van A_1 te detecteren en met een automatische sterkteregeling G_1 de versterkingen van de twee kanalen in S_1 via de voedingsspanningen zo bij te regelen dat er een minimale modulatie ontstaat. Een zwak punt in dit systeem is dat het minimum van de 5-kHz-component aan de uitgang van *LM* voor een andere voorspanning in S_1 kan optreden dan aan de uitgang van de detector voor G_1. Dit zal het geval zijn als a) de frequentiekarakteristieken van de twee kanalen van S_1 niet identiek zijn, waardoor er een verschil in de spectra van de twee uitgangssignalen ontstaat, en b) de frequentiekarakteristieken van *LM* en van G_1 inclusief de detector niet identiek zijn. Hoewel *LM* en G_1 zo ontworpen zijn dat ze in dit opzicht goede overeenkomst vertonen, wordt ten gevolge van deze frequentie-effecten de door *LM* gedetecteerde amplitudemodulatie slechts gereduceerd tot 0,05%, in plaats van tot 0,005%, wat anders bereikt zou kunnen worden.

Het schakelen met 0,05 Hz

Het overgebleven valse signaal van 5 kHz komt door de schakeling heen en geeft een valse uitslag van de voltmeter. Hier komen nog andere valse uitslagen bij, afkomstig van 5-kHz-signalen die in de begintrappen van de 5-kHz-versterker A_3 geïnduceerd worden door de 5-kHz-signalen waar S_1 en R_1 mee geschakeld worden, ondanks het gebruik van dubbel afgeschermde kabels; en van fouten van de synchrone detector R_1, de integrator I_1, en de digitale voltmeter V_1. Om de ware van de valse voltmeteruitslagen te onderscheiden, wordt nog eens de inversietechniek toegepast. Het hoogfrequente signaal van de tweede fotomultiplicator wordt door een geschakelde versterker S_2 geleid, gelijksoortig met S_1, maar werkend op 0,05 Hz. Het signaal wordt elke tien seconden geïnverteerd, corresponderend met de integratieperiode van de integrator I_1. Hierdoor wordt het teken van de correlatiestroom aan de uitgang van de vermenigvuldiger omgekeerd, maar het teken van de valse signalen niet. De synchrone detectie wordt uitgevoerd door het teken van de afwisselende uitkomsten van de digitale voltmeter V_1 om te keren, als deze in een digitaal geheugen D_1 bij elkaar opgeteld worden. De correlatiecomponenten tellen bij elkaar op maar de, vrijwel constante, valse uitkomsten leveren samen bij benadering nul voor een even aantal periodes van 10 seconden. De optelling wordt over een periode van 100 seconden uitgevoerd en de som wordt afgedrukt in de drukker D_2. Om het verloop van de meting in het oog te houden, kan men het lopend totaal van deze totalen van 100 seconden, dat eveneens door D_2 geregistreerd wordt, grafisch uitzetten; fig. 12 geeft hiervan een voorbeeld.

De fout afkomstig van de amplitudemodulatie neemt toe als de hoogfrequente ingangsruis toeneemt. De andere fouten zijn minder of in het geheel niet afhankelijk van de sterkte van de ingangsruis; deze kunnen echter een langzaam verloop vertonen als gevolg van verloop van de correlator. Willekeurige (niet-systematische) fluctuaties in de valse uitslagen vergroten de tijd

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

die nodig is om een bepaalde nauwkeurigheid in het eindresultaat te bereiken.

Wederom krijgt het uitgangssignaal van de geschakelde versterker, nu S_2, een ongewenste amplitudemodulatie, in casu met 0,05 Hz, door het verschil in versterking tussen de twee kanalen van S_2. Als we, zoals vroeger, het signaal van S_1 en A_1 door X voorstellen, en dat van S_2 en A_2 door Y, dan worden in de vermenigvuldiger, behalve het gevraagde produkt XY, ook X en Y geproduceerd. Ten gevolge van de niet-lineariteit van de vermenigvuldiger worden termen als X^2, X^3 enz. en Y^2, Y^3 enz. geproduceerd die weer produkten vormen als XY^2, X^2Y, X^2Y^2 enz. De even machten van X geven, met de amplitudemodulatie van X, aanleiding tot de valse 5-kHz-signalen die door het schakelen met 0,05 Hz uit de correlatie-uitkomst zijn geëlimineerd. Andere termen echter, b.v. X^2Y^2, veroorzaken 5-kHz-signalen die gemoduleerd zijn met 0,05 Hz. Deze vallen bij het optellen van de digitale voltmeteruitkomsten niet volledig weg. De correlatie-uitkomst bevat hierdoor een fout evenredig met het produkt van de twee modulaties op de ingangssignalen van de vermenigvuldiger. Hoe het aldus geproduceerde valse signaal van het ware wordt onderscheiden, wordt verderop besproken.

Doordat de schakelfrequentie zo laag is, is het ter bestrijding van het euvel niet mogelijk hetzelfde principe als in het 5-kHz-kanaal te gebruiken, nl. te onderzoeken of de omhullende van het hoogfrequente signaal gemoduleerd is. Trouwens, ook al zou hiervoor een techniek ontworpen worden, dan zou de tijd die nodig is om de modulatie te detecteren en te reduceren, te lang zijn. De 0,05-Hz-modulatie wordt hier zoveel mogelijk onderdrukt door het ingangs- en het uitgangssignaal van S_2 met elkaar te vergelijken: de verhouding van de signalen, dus de versterking, wordt constant gehouden door de versterking van het kanaal dat in gebruik is, bij te regelen. Dit geldt voor *beide* kanalen van S_2, hun versterkingen zijn dus gelijk en er treedt in eerste instantie geen 0,05-Hz-modulatie op. De schakeling G_2 regelt de versterking in elk van de twee kanalen bij in een tijd die kort is vergeleken met de schakelperiode.

Dit systeem zou de effectieve versterkingen tot op 0,02 % gelijk moeten kunnen houden, ware het niet dat de verschillen in de frequentiekarakteristieken van de twee kanalen en in de frequentiekarakteristieken van LM en G_2 een overeenkomstig effect hebben als die in het 5-kHz-kanaal. De balans wordt nog verder verstoord door overspreken in G_2. Gedurende de ene tien seconden is er overspreken tussen signalen van dezelfde polariteit, die elkaar versterken, terwijl gedurende de andere tien seconden de signalen tegengestelde polariteit hebben en dus elkaar verzwakken. Dit overspreken verschuift de voorspanning in tegengestelde richting voor de twee periodes.

Integrators voor de fotomultiplicatorstromen

Met de integrators I_2 en I_3 wordt het gemiddelde bepaald van de anode- en de katodestromen van de twee fotomultiplicators over elke periode van 100 seconden. De oorspronkelijke bedoeling was deze waarden te gebruiken ter berekening van de helderheid van de ster en ter bepaling van de niveaus van de signalen van de fotomultiplicators, die nodig zijn voor het normeren van de correlatie. Zoals reeds eerder vermeld, maakt de lekstroom van de fotokatode het onmogelijk van deze faciliteiten volledig gebruik te maken. De anodestromen, van de orde van 100 μA, worden verzwakt en aan integrators toegevoerd die in staat zijn een stroom tot 1 μA (gemiddeld over 100 s) met een nauwkeurigheid van 1 % te meten. De katodestromen lopen uiteen van 10 tot 3000 pA; afgezien van de kleinste stroomsterkten, kunnen deze (weer gemiddeld over 100 s) tot op 1 % worden gemeten met integrators die elk drie gevoeligheidsgebieden hebben. De uitgangsspanningen van de integrators worden geregistreerd door de digitale voltmeter V_1, en het resultaat wordt gedrukt naast de totale correlatie over dezelfde periode en het lopend totaal van de correlatie-uitkomsten.

Coördinatie

De tijdregelaar T_1 produceert en coördineert alle frequenties en impulsen die in de correlator nodig zijn. De relais van de integrators moeten zeer precies in de pas lopen; deze worden direct gestuurd door T_1. De relais van de verderopliggende schakelingen worden bestuurd door de programmeereenheid P_1, een oorspronkelijk mechanische, maar thans elektronische regelaar, die zelf gestuurd wordt door T_1.

Valse signalen

Het effect van valse signalen die ná de schakeltrappen S_1 en S_2 ontstaan, wordt aanzienlijk gereduceerd door het schakelen met 5 kHz en met 0,05 Hz. Valse signalen die reeds aan de ingangen van deze beide trappen aanwezig zijn, kunnen, voor zover ze gecorreleerd zijn, niet van het van de ster afkomstige signaal worden onderscheiden. Er zijn twee bronnen voor zulke ongewenste signalen. De ene is het overspreken tussen de kabels, waardoor het van de fotomultiplicator afkomstige ruissignaal op de ene kabel ook op de andere komt. De kabels tussen de reflectors en de mast in het centrum van de cirkel — waarvan het diëlektricum, om de verliezen tot een minimum te beperken, een gespiraliseerd membraan is — hebben als buitengeleider een geheel gesloten aluminium buis waardoor signaallek door de buitengeleider wordt geëlimineerd. Aan de uit-

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

einden is het echter nodig flexibele kabel met een gevlochten mantel te gebruiken en hier is signaallek mogelijk, met name bij de hoogste frequenties. De reflectors zijn nooit zo dicht bij elkaar dat overspreken aan de reflectorkant van belang is. Bij de mast, waar de kabels dicht bij elkaar komen, was het nodig ze door afzonderlijke koperen pijpen te leiden of een gevlochten buitenmantel extra toe te voegen.

De tweede oorzaak voor ongewenste signalen is het opvangen op de toevoerkabels van radiogolven van naburige omroepzenders. De bovengenoemde afscherming helpt hier enigermate tegen. We hebben het effect hiervan verder gereduceerd door de frequentieband van de correlator naar de kant van de lage frequenties af te snijden bij 15 MHz, in plaats van zoals vroeger bij 5 MHz; de frequenties van de bedoelde zenders liggen beneden 10 MHz.

Ondanks deze voorzorgsmaatregelen blijft er enig vals signaal over. Het correlatieresultaat ten gevolge hiervan wordt bepaald met een meting waarbij het licht van de ster wordt afgeschermd door mechanische sluiters en de fotomultiplicators elk door een afzonderlijk lampje worden verlicht. De helderheid hiervan wordt zo geregeld dat de oorspronkelijke anodestroom ontstaat. De hoogfrequente instelling is nu geheel hetzelfde als bij het meten van de ster, maar de enige correlatie die nu bestaat, is die van het valse signaal afkomstig van overspreken en van het opvangen van radiosignalen, en die van het tevoren besproken valse signaal dat in de correlator zelf geproduceerd wordt. Het resultaat van deze meting wordt van het resultaat van de stermeting afgetrokken, waardoor een resultaat overblijft dat alleen van de ster afkomstig is.

Controlemetingen

IJking

Als het apparaat geijkt moet worden, worden de ingangen van de geschakelde versterkers S_1 en S_2 met de coaxiale schakelaars SW_1 en SW_2 overgeschakeld van de fotomultiplicators op een regelbare ruisdiode CS_1, die als bredebandruisgenerator fungeert. Tussen de diode en de twee versterkers worden twee lange kabels van gelijke lengte ingevoegd, zodat een signaal, b.v. ruis, dat onafhankelijk van de ijkbron aan de ingang van de ene geschakelde versterker gegenereerd wordt, een lange looptijd heeft via de ijkbron naar de andere versterker. Hierdoor wordt overspreken van deze aard geëlimineerd, zodat er geen valse correlatie ontstaat. Bij deze ijkmethode moet men rekening houden met de frequentiekarakteristieken van de kabels die normaliter de fotomultiplicators met de correlator verbinden. De invloed van deze kabels kan bij de ijking mee verdisconteerd worden door de reflectors dicht bij elkaar te brengen en de ruisdiode aan te sluiten op de reflectorzijden van de kabels.

Fazecontrole

De correlatie tussen twee sinussignalen die dezelfde frequentie maar niet dezelfde faze hebben, is evenredig met de cosinus van het fazeverschil. Is er dus voor enige frequentie in de band van de correlator, 15-120 MHz, een *verschil* in fazeverschuiving langs de twee wegen tussen de ster en de vermenigvuldiger, dan wordt de correlatie gereduceerd. In het optische gedeelte heeft deze fazeverschuiving betrekking op de lichtintensiteitsfluctuaties, niet op de lichttrillingen zelf. Zoals in het eerste artikel besproken is, worden de reflectors zo opgesteld dat de optische weglengten gelijk zijn. Verder zijn alle corresponderende kabels in de twee kanalen elektrisch van gelijke lengte, d.w.z. ze hebben dezelfde looptijd voor het signaal, en de hoogfrequentversterkers zijn zo ontworpen dat ze een zo klein mogelijk verschil in fazeverschuiving geven. De looptijden in de fotomultiplicators, die thans ongeveer 70 ns bedragen, zijn afhankelijk van de voedingsspanning; na het instellen van de versterkingen worden zodanige stukjes kabel tussengeschakeld dat de looptijden gelijk worden. Voor zover de differentiële fazeverschuiving afkomstig is van een component waarvan de fazeverschuiving evenredig is met de frequentie, kan deze geëlimineerd worden met een stuk kabel van de juiste lengte in één kanaal.

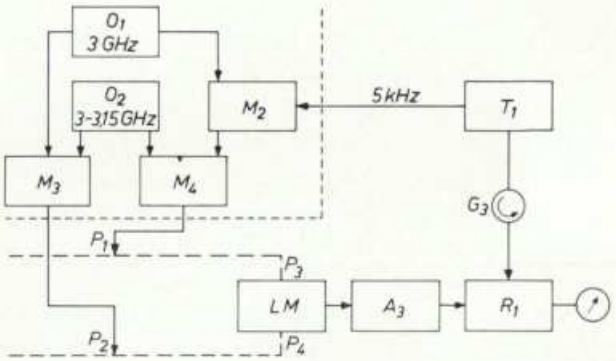


Fig. 14. Schema van het toestel waarmee ongewenste differentiële fazeverschuivingen in verschillende delen van de apparatuur kunnen worden aangetoond.

Het schema van het apparaat waarmee de fazeverschuiving gecontroleerd wordt, is in *fig. 14* weergegeven. De frequentie van het uitgangssignaal van de 3-GHz-oscillator O_1 wordt met behulp van de eenzijbandmodulator M_2 5 kHz verschoven. In deze modulator moduleert een 5-kHz-signaal afkomstig van de tijdregelaar T_1 het 3-GHz-signaal en produceert daarmee zijbanden 5 kHz boven en beneden de draaggolf. De draaggolf en een van de zijbanden worden onderdrukt, zodat er een signaal overblijft dat in frequentie 5 kHz met het oorspronkelijke signaal verschilt. Dit signaal en het uitgangssignaal van O_1 worden elk gemengd met het uitgangssignaal van een tweede oscillator O_2, waarvan de frequentie regelbaar is van 3,00 tot 3,15 GHz. De uitgangssignalen van de mengtrappen M_3 en M_4 zijn twee signalen met frequenties in de band 0-150 MHz (afhankelijk van O_2) en met een onderling verschil van 5 kHz. Het schakelen van S_1 en S_2 wordt stilgezet en de twee verkregen signalen worden toegevoerd op de punten P_1 en P_2 in de twee kanalen naar LM waartussen het verschil in fazeverschuiving moet worden gemeten. Als nu deze signalen in LM met elkaar vermenigvuldigd worden, ontstaat er een signaal met de verschilfrequentie 5 kHz, dat in R_1 wordt gedetecteerd. De verkregen gelijkstroom wordt op een meter afgelezen en de fazedraaier G_3 wordt zo ingesteld dat deze stroom nul is. De stand van de fazedraaier is nu een directe maat voor de faze van het 5-kHz-signaal van A_3 ten opzichte van T_1. Aangezien de signalen naar G_3 en M_2 een gemeenschappelijke oorsprong hebben, houdt de stand van G_3 verband met a) de fazerelatie tussen het ingangssignaal van M_2 en de zweving tussen de signalen van de mengtrapuitgangen als deze in P_1 en P_2 bij elkaar gebracht zouden worden, b) de differentiële fazeverschuiving van de hoogfrequente signalen langs de twee wegen P_1P_3 en P_2P_4 — die tot uiting komt als fazeverschuiving van de 5-kHz-compo-

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

nent van het in LM gevormde produkt — en c) de fazeverschuiving van het 5-kHz-signaal in LM, A_3 en R_1. De verbindingen met de punten P_1 en P_2 worden verwisseld en de fazedraaier weer ingesteld op een uitgangsstroom nul. Neemt men het verschil van de twee aflezingen van de fazedraaier, dan zijn de posten (a) en (c) geëlimineerd: het verschil is gelijk aan tweemaal de differentiële fazeverschuiving (b). Door met de aansluitingen P_1 en P_2 te beginnen bij de ingangen van de vermenigvuldiger en terug te werken naar de fotomultiplicators, is het mogelijk de differentiële fazeverschuiving in de verschillende secties te bepalen. We hebben reeds opgemerkt dat de differentiële fazeverschuiving niet groter mag zijn dan overeenkomt met een wegverschil van 30 cm in lucht bij de hoogste frequentie van de correlatiefrequentieband, hetgeen 40° is; in feite blijkt de verschuiving minder dan 20° bij de hoogste frequenties te zijn en overigens minder dan 10°.

De frequentie-afhankelijkheid van de correlatie

Van belang is ook de frequentie-afhankelijkheid van de correlatie. Hieruit wordt de functie $F(f)$ in de vergelijkingen (5) en (6) afgeleid, en deze wordt gebruikt om theoretische waarden te berekenen voor de genormeerde correlatie bij detectorafstand nul en voor de ruis in de correlatoruitkomst, die dan met de experimentele resultaten vergeleken kunnen worden (zie b.v. fig. 6). Ter bepaling van deze frequentie-afhankelijkheid worden twee gelijke signalen uit één signaalgenerator op de reflectorzijden van de verbindingskabels gezet. De correlatie-uitkomst bij elke frequentie hangt af van de versterking en de differentiële fazeverschuiving bij die frequentie. Met een ingangssignaal van constante amplitude wordt de uitgangsstroom geregistreerd als de frequentie wordt gevarieerd; in *fig. 15* is het resultaat van een dergelijke meting weergegeven.

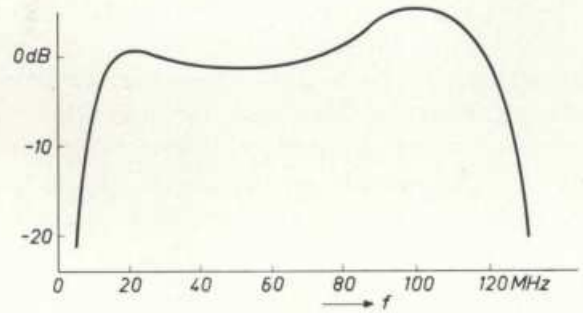


Fig. 15. Frequentiekarakteristiek van de correlator inclusief de kabels van de fotomultiplicators. De karakteristiek is gemeten in dB ten opzichte van de uitkomst bij 30 MHz.

Samenvatting van de meetprocedure

We vatten hier in het kort samen hoe de meting van een ster verloopt. Om te beginnen stelt men het toestel, inclusief de fotomultiplicators, in op de versterking die voor de te meten ster nodig is. Men laat de apparatuur ongeveer een uur lang opwarmen, met elk van de fotomultiplicators verlicht door het lampje dat het licht van de ster simuleert. In deze periode worden de reflectors op de gekozen afstand op hun plaats op het spoor gebracht en op de ster gericht, en de volginrichting wordt in werking gesteld.

In één nacht wordt de correlatiemeting eventueel bij een aantal reflectorafstanden uitgevoerd. Bij elke reflectorafstand wisselt men een correlatiemeetserie van de ster telkens af met een meetserie waarbij in iedere fotomultiplicator de ster door het lampje gesimuleerd wordt, zodat dezelfde anodestroom ontstaat. Een meetserie bestaat uit het registreren van de 100-seconden-integralen van de correlatie en het lopend totaal daarvan gedurende tien of twintig periodes van 100 seconden. Uit de grafieken van de lopende totalen kan men het belang van de meting met de lampjes zien en de voor een bepaalde signaal-ruisverhouding vereiste duur van de meting schatten. De correlatieuitkomst van de stermeting wordt gecorrigeerd met het meetresultaat met de lampjes en de netto-uitkomst wordt, zo nodig, genormeerd. Als een extra-controle op het functioneren van het toestel kan men het ruisniveau en de genormeerde correlatie voor reflectorafstand nul vergelijken met de theoretisch berekende waarden.

De ijking van de apparatuur wordt aan het eind van de opwarmperiode en na elk stel metingen bij één reflectorafstand uitgevoerd. De op de geschakelde versterkers aangesloten ruisdiode wordt daarbij zo ingesteld dat een duidelijk correlatieresultaat binnen enkele periodes van 100 seconden bereikt wordt.

Bij een nieuwe ster wordt de eerste correlatiemeting uitgevoerd met de reflectors op de kleinste afstand. De meting wordt bij andere reflectorafstanden herhaald totdat de vorm van het verband tussen correlatie en reflectorafstand voldoende is vastgelegd [11].

Toekomstige ontwikkeling

In het eerste artikel is reeds vermeld dat het toestel in één uur tijds een signaal-ruisverhouding geeft van 3 : 1 voor een ster van magnitude +1,5. Bij zeer heldere hemel verzamelt men een volledig stel resultaten, waaruit de afmeting van een heldere ster kan worden afgeleid, in ruwweg 15 à 20 uur.

Om met het gegeven paar reflectors ook zwakkere sterren te kunnen meten in vergelijkbare observatietijden, moet men a) de signaal-ruisverhouding vergroten en b) de valse correlatie-uitkomsten verder reduceren.

Uit verg. (8) volgt dat men, om de signaal-ruisverhouding te vergroten bij een zelfde integratietijd, n_1 en

[11] Na enkele modificaties van de apparatuur, en met name van de vermenigvuldiger (vgl. het laatste hoofdstuk), is de apparatuur voldoende stabiel en het verloop ervan voldoende klein geworden om de volgende vereenvoudigingen in de meetprocedure mogelijk te maken. Gedurende de gehele meetperiode van omstreeks een maand (een periode tussen twee volle manen) blijft de correlator in werking: in de daarvoor geschikte nachturen wordt een ster continu gemeten zonder onderbreking voor een meetserie met de lampjes; in de overige tijd wordt de correlatie-uitkomst met de lampjes voortdurend opgetekend. Van de valse correlatie-uitkomst, die met de meting met de lampjes wordt verkregen, bepaalt men een lopend gemiddelde over drie dagen en gebruikt dit om de correlatie-uitkomst van de ster te corrigeren. Het verloop van deze correctie in drie dagen is gewoonlijk minder dan 5% van de correlatie bij reflectorafstand nul. Het aantal ijkingen is gereduceerd tot een aan het begin en een aan het eind van elke meetnacht.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Δf moet vergroten; n_1 is het aantal effectieve foto-elektronen per tijdseenheid en per eenheid van optische frequentieband. Voor een gegeven ster en gegeven reflectors is het vergroten van n_1 geheel een kwestie van het verkrijgen van fotomultiplicators die een groter quantumrendement (aantal uitgezonden elektronen per foton) en een groter collectierendement (aantal op de eerste dynode opgevangen elektronen per door de katode uitgezonden elektron) hebben. De hoofdobstakels bij het vergroten van Δf (de bandbreedte van de hoogfrequentsignalen tussen de fotodetectie en de vermenigvuldiging) liggen bij de fotomultiplicator en de vermenigvuldiger. Fotomultiplicators met een grotere bandbreedte zullen nodig zijn. Bij de vermenigvuldiger in zijn oorspronkelijke vorm (een schakeling met pentodes die elk op twee roosters gestuurd worden) kon de maximale frequentie niet verhoogd worden. Enige tijd geleden is deze vervangen door een versie met transistors, met ruimere mogelijkheden tot verbetering.

Een van de hoofdoorzaken van valse correlatie-uitkomsten is de niet-lineariteit van de vermenigvuldiger, gecombineerd met de resterende modulatie van de hoogfrequentsignalen die veroorzaakt wordt door het niet perfect gelijk zijn van de versterkingen in de twee kanalen van elk van de geschakelde versterkers. Het is wellicht mogelijk de resterende modulatie te reduceren door de frequentiekarakteristieken van de twee kanalen van de beide versterkers nog beter gelijk te maken, zodat de automatische sterkteregeling een beter effect zal sorteren.

Een andere hoofdoorzaak van valse correlatie-uitkomsten is het opvangen van signalen door de kabels tussen de fotomultiplicators en de correlator, en het overspreken hiertussen. Door de genoemde dubbele afscherming is deze fout gereduceerd tot een tiende van de hoogste correlatie-uitkomst van een ster. In principe zouden deze valse uitkomsten geheel geëlimineerd kunnen worden door de schakeltrappen vóór de kabels, d.w.z. in de fotomultiplicatorkastjes, aan te brengen. Als proefneming is dit uitgevoerd met de schakeltrap voor 0,05 Hz. Deze modificatie brengt twee problemen met zich mee. In de eerste plaats is de temperatuur in de fotomultiplicatorkastjes niet, zoals in de centrale apparatuur, gestabiliseerd, en bij de grote temperatuurschommelingen die kunnen optreden, is de versterking van de schakeltrap, zolang deze actieve elementen bevat, niet stabiel. In de tweede plaats zou het grootste stuk van de automatische sterkteregeling ook in het fotomultiplicatorkastje gemonteerd moeten worden. Deze twee moeilijkheden zijn voor het 0,05-Hz-kanaal omzeild door het signaal niet elektronisch om te schakelen maar alleen met behulp van de eerder genoemde transformator (die het signaal in twee signalen van tegengestelde polariteit splitst) en een relais, die dan in het fotomultiplicatorkastje gemonteerd worden. De versterkingen in de twee kanalen liggen dan vast en kunnen met een vaste correctieschakeling gelijk gemaakt worden. Doordat dit relaissysteem uiteraard tamelijk langzaam is, is het onbruikbaar voor het 5-kHz-kanaal. Het heeft bovendien het nadeel van een tamelijk beperkte levensduur.

Behalve de signaal-ruisverhouding en het reduceren van valse uitkomsten is de algemene betrouwbaarheid van het toestel ook een zaak die de aandacht eist. In dit opzicht was de programmeereenheid P_1 in zijn oorspronkelijke vorm niet bevredigend. Deze bestond uit microschakelaars bediend door een nokkenas. Er traden fouten op, die vermoedelijk moeten worden toegeschreven aan slijtage in de nokrolletjes, die na ongeveer 1 miljoen schakelingen merkbaar wordt. Deze programmeereenheid is nu vervangen door een elektronische eenheid.

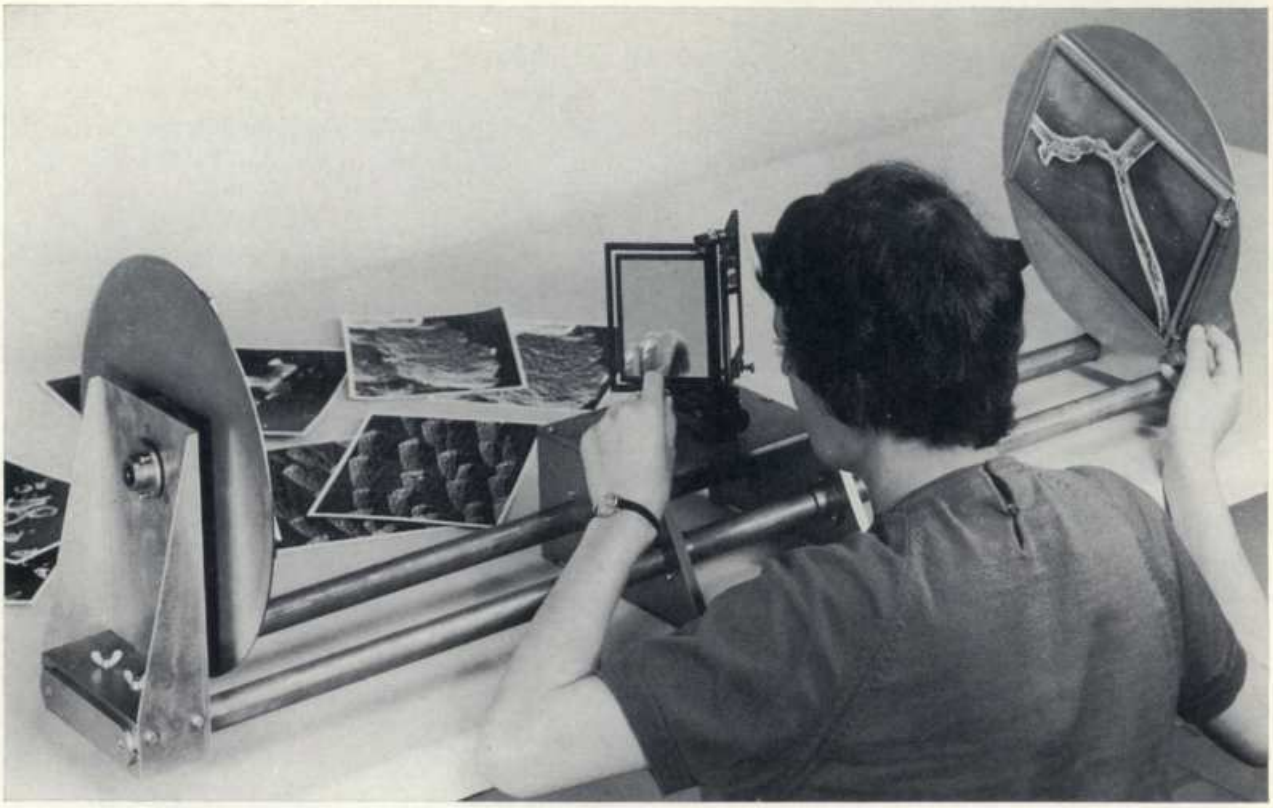
Uit de bovengegeven beschouwingen kunnen we concluderen dat het voornamelijk de gevoeligheid en de traagheid van de fotomultiplicators en de bandbreedte en de niet-lineariteit van de vermenigvuldiger zijn, die het meetgebied van de interferometer, met het gegeven stel reflectors, beperken.

Het ontwerp van het toestel is flexibel, zodat het mogelijk is nieuwe elementen aan te brengen als deze volgens de opgedane ervaring wenselijk blijken. Recente veranderingen zijn het in gebruik nemen van betere fotomultiplicators en de getransistoriseerde vermenigvuldiger. Verdere verbeteringen hierin zijn zeker niet uitgesloten, zodat we, mede door verdere transistorisering, in de toekomst een nog grotere nauwkeurigheid en betrouwbaarheid mogen verwachten.

Samenvatting. Bij het bepalen van de hoekdiameter van een ster met de intensiteitsinterferometer te Narrabri concentreert men het licht van de ster met twee holle reflectors op twee fotomultiplicators en meet de correlatie tussen de fluctuaties in de uitgangsstromen. Voor deze meting dient de correlator die in de Mullard Research Laboratories te Redhill ontwikkeld en gebouwd is en die het onderwerp van dit artikel vormt. De correlatie is het gemiddelde over de tijd van het produkt van de stroomfluctuaties. Deze worden aan een lineaire vermenigvuldiger toegevoerd. De zeer kleine gelijkstroom die aan de uitgang hiervan de correlatie vertegenwoordigt, wordt in een kanteelstroom van 5 kHz omgezet door de fluctuaties in de ene ingangsarm telkens van polariteit om te keren. Vervolgens wordt de correlatie door smallebandversterking, synchrone detectie en integratie (over minuten tot uren) ontdaan van de ruis, die hoofdzakelijk afkomstig is van de hagelruis van de fotomultiplicators. Met een inversietechniek met 0,05 Hz in het andere ingangskanaal wordt de correlatie onderscheiden van valse 5-kHz-signalen. Ondanks deze maatregelen kan de correlator een valse, niet van correlatie afkomstige, uitkomst produceren. Bovendien komen er gecorreleerde signalen op de correlator binnen die niet van de ster afkomstig zijn, door overspreken tussen de toevoerkabels en het opvangen van signalen van naburige omroepzenders. De totale valse uitkomst wordt bepaald met een meting waarbij in ieder van de fotomultiplicators de ster door een lampje gesimuleerd wordt. Met deze uitkomst wordt de met de ster verkregen uitkomst gecorrigeerd. De factoren die, bij de gegeven reflectors, het meetgebied van de interferometer beperken, moeten hoofdzakelijk gezocht worden bij de fotomultiplicators en de vermenigvuldiger.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023



Stereofotografie met de elektronenmicroscoop

H. B. Haanstra

621.385.833.2:778.4

Om in stereofoto's die gemaakt zijn met de elektronenmicroscoop „diepte" te kunnen zien bij het bekijken met een stereoscoop, moeten deze foto's een bepaalde stand innemen ten opzichte van de ogen van de waarnemer. Er wordt hier een gemodificeerde versie van de stereoscoop van Wheatstone besproken, waarmee deze situatie op eenvoudige wijze te verwezenlijken is. De grote winst die deze stereofoto's geven ten opzichte van tweedimensionele afbeeldingen wordt hier door een reeks foto's gedemonstreerd.

Inleiding

Als we een voorwerp visueel waarnemen, kunnen we er drie dimensies aan onderscheiden. Dit vermogen danken we aan de omstandigheid dat we het voorwerp tegelijkertijd met twee ogen zien. Elk oog ontvangt een beeld dat een tweedimensionele projectie van het voorwerp is. Hierbij treedt parallax op — d.w.z. de ogen zien het voorwerp onder verschillende hoeken —, waardoor deze beelden onderling enigszins verschillend zijn. Ons gezichtszintuig is nu in staat om deze beide beelden te combineren tot één ruimtelijk beeld.

Voor deze ruimtelijke gewaarwording is het niet nodig dat men naar het voorwerp zèlf kijkt; men kan deze indruk ook krijgen met twee *foto's* die dezelfde beelden vertonen als de ogen bij een rechtstreekse beschouwing zouden zien. Bij het bekijken van de foto's moet er dan voor worden gezorgd dat elk oog alleen het hiervoor bestemde beeld ziet; hiervoor zijn verschillende soorten stereoscopen ontwikkeld.

Bij de meest voor de hand liggende methode voor het maken van stereofoto's (we denken eerst alleen aan fotografie met zichtbaar licht) worden twee camera's op het voorwerp gericht, die naast elkaar staan op een onderlinge afstand van ongeveer de oogafstand. In *fig. 1* is dit schematisch weergegeven. *L* en *R* zijn de posities vanwaar de foto's voor het

H. B. Haanstra is medewerker van Philips' Natuurkundig Laboratorium, Eindhoven.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

linker- en het rechteroog worden gemaakt. Als voorwerp is hier de pijl PQ genomen (eenvoudigheidshalve is deze symmetrisch ten opzichte van L en R geplaatst); $P_l'Q_l'$ en $P_r'Q_r'$ zijn de projecties van het voorwerp die op de foto's staan. Als het object star is en zich niet beweegt, is het uiteraard niet nodig de beide foto's tegelijkertijd te maken; men kan in dat geval één camera gebruiken die, tussen de beide opnamen in, wordt verplaatst. In het vervolg beschouwen we alleen een dergelijk onbeweeglijk object.

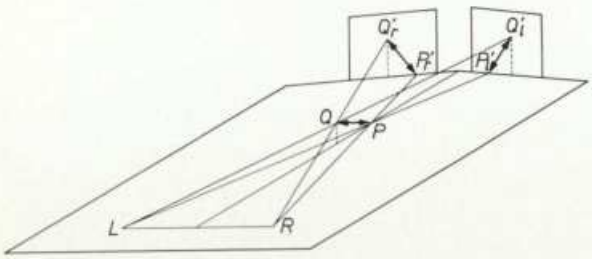


Fig. 1. Schematische voorstelling van een methode voor het maken van stereofoto's. De twee foto's worden resp. vanuit L en R gemaakt met twee camera's, of met één camera die tussen de opnamen wordt verplaatst. $P_l'Q_l'$ en $P_r'Q_r'$ zijn de projecties van het object PQ die op de foto's vanuit L resp. R te zien zijn.

Voor het maken van stereofoto's van zulk een object komt nog een andere methode in aanmerking, waarbij eveneens slechts één camera wordt gebruikt. De parallax wordt hierbij verkregen door, tussen de beide opnamen in, het *object* over een kleine hoek te kantelen, terwijl de camera niet wordt verplaatst. *Fig. 2* toont de situatie bij deze methode. De camera bevindt zich in C. De streep-stip-lijn geeft de as k aan waarom wordt gekanteld. Als de foto's worden gemaakt, bevindt het voorwerp zich resp. in de posities P_lQ_l en P_rQ_r; $P_l'Q_l'$ en $P_r'Q_r'$ zijn weer de afbeeldingen op de twee foto's, k' is de afbeelding van de kantelas. Indien de kantelhoek φ ongeveer gelijk is aan de hoek LPR in fig. 1, vertonen deze foto's dezelfde verschillen als foto's die met de eerste methode vanuit L en R zijn gemaakt.

Om bij het bekijken van stereofoto's een goede ruimtelijke indruk te kunnen krijgen, moeten ze in een zeer bepaalde stand in de stereoscoop worden geplaatst. Foto's die met de eerste methode zijn gemaakt, moeten uiteraard in de stereoscoop dezelfde posities innemen ten opzichte van de ogen van de waarnemer als bij de opname ten opzichte van de punten L en R. In fig. 1 zien we dat twee overeenkomstige beeldpunten op deze foto's (b.v. Q_r' en Q_l') bij de opname in één vlak liggen met LR. Bij het bekijken moet deze zelfde situatie bestaan ten opzichte van de ogen; in een stereoscoop waarin de foto's naast elkaar liggen, moeten de verbindingslijnen tussen de overeenkomstige beeldpunten dus evenwijdig zijn aan de verbindingslijn der ogen.

Ook bij het bekijken van foto's die met de kantelmethode zijn gemaakt, moet aan deze eis zijn voldaan. Uit fig. 2 blijkt dat bij deze foto's de verbindingslijn tussen overeenkomstige beeldpunten steeds loodrecht staat op de kantelas k'. Deze foto's moeten dus zodanig in de stereoscoop worden geplaatst dat de richting van de kantelas in elke foto loodrecht staat op de verbindingslijn der ogen van de waarnemer. De kantelas behoeft niet binnen de foto's te vallen, alleen zijn richting moet bekend zijn.

Veelal zal na het kantelen de voorwerpsafstand veranderd zijn, zodat bij de twee opnamen de vergroting verschillende waarden heeft; dit moet dan bij het afdrukken van de foto's of bij het bekijken in de stereoscoop worden gecorrigeerd. (Deze complicatie is in fig. 2 vermeden door de twee standen van het voorwerp symmetrisch te kiezen ten opzichte van de lijn CK.) De plaats van de kantelas ten opzichte van het object doet er niet veel toe; we kunnen de kanteling van het object om een bepaalde as altijd beschouwen als een kanteling om een andere as, gecombineerd met een verplaatsing, die alleen invloed heeft op de vergroting. De grootte van de hoek waarover het voorwerp wordt gekanteld, is voor het krijgen van een ruimtelijke indruk niet kritisch. Ook bij de directe waarneming kunnen we immers een object op zeer uiteenlopende beschouwingsafstanden ruimtelijk waarnemen, d.w.z. bij zeer uiteenlopende waarden van de hoek LPR in fig. 1.

Stereofoto's geven niet alleen een kwalitatieve ruimtelijke indruk, maar men kan er ook kwantita-

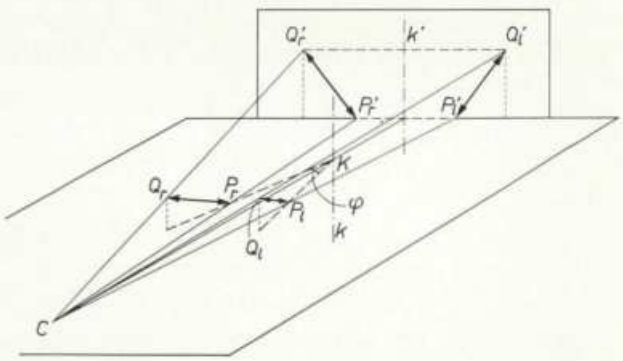


Fig. 2. Schematische voorstelling van het maken van stereofoto's door het object te kantelen. De twee foto's worden beide vanuit C gemaakt en het object wordt tussen de opnamen over een hoek φ gekanteld om de as k. P_rQ_r en P_lQ_l geven de twee standen van het object waarbij de foto's worden gemaakt. $P_r'Q_r'$ en $P_l'Q_l'$ zijn de beelden op de foto's en k' is de afbeelding van de kantelas. De twee standen van het object zijn in deze tekening symmetrisch gekozen ten opzichte van de lijn CK, zodat de twee afbeeldingen even groot zijn en dezelfde foto's ontstaan als bij de methode van fig. 1. In het algemeen zal er een vergrotingsverschil tussen de foto's zijn, waarvoor bij het bekijken van de foto's moet worden gecorrigeerd.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

tieve gegevens omtrent de „diepte" aan ontlenen. De diepteafmetingen in het beeld kan men berekenen uit de positieverschillen van overeenkomstige beeldpunten op de twee foto's; op dit principe berusten methodes die gebruik maken van een stereoscoop waarbij men merktekens moet laten samenvallen met punten in het beeld, waarna de diepte direct kan worden afgelezen. Aan het eind van dit artikel zal een dergelijke opstelling worden beschreven. Deze methodes worden op grote schaal toegepast bij de luchtkartering.

Stereofotografie met de elektronenmicroscoop

Ook bij het fotograferen van een preparaat met behulp van een elektronenmicroscoop wil men in vele gevallen een ruimtelijk beeld krijgen [1]. Voor het maken van stereofoto's moet dan blijkens het voorgaande de elektronenbundel vanuit twee verschillende richtingen het preparaat kunnen doorstralen. De als eerste beschreven methode komt hier niet in aanmerking; in een elektronenmicroscoop kan de richting van de bundel niet veranderd worden, en wegens de zeer kleine openingshoek van de elektronenbundel kan het effect ook niet worden bereikt door het preparaat te verschuiven. De kantelmethode is in dit geval echter zeer geschikt; de elektronenmicroscoop heeft nl. dank zij de kleine apertuur van de objectieflens een zeer grote scherptediepte, zodat ook een preparaat dat een kleine hoek maakt met het theoretische voorwerpsvlak, in zijn geheel scherp wordt afgebeeld. In de meeste elektronenmicroscopen is dan ook een inrichting aanwezig (of kan erin worden aangebracht) waarmee het preparaat enige graden naar beide zijden ten opzichte van het voorwerpsvlak kan worden gekanteld.

Voor het bestuderen van de aldus gemaakte foto's in een stereoscoop moeten ze weer zó worden geplaatst dat de richting die de kantelas op de beide foto's inneemt, loodrecht staat op de verbindingslijn der ogen van de waarnemer. Nu treedt echter de moeilijkheid op dat de richting van de kantelas op deze foto's niet bekend is. De elektromagnetische lenzen waarmee vrijwel alle moderne elektronenmicroscopen zijn uitgerust, geven nl. een *rotatie* van het beeld ten opzichte van het voorwerp om de optische as. Deze rotatie is nog afhankelijk van de brandpuntsafstand van de lens, en aangezien deze brandpuntsafstand wordt gevarieerd voor het instellen van de vergroting en de scherpte van het beeld, heeft de rotatie geen vaste waarde. Doordat na het kantelen van het object meestal opnieuw moet worden scherpgesteld, is de rotatie bovendien in het algemeen voor de twee foto's niet even groot. Als gevolg hiervan is het dus niet mogelijk om op eenvoudige wijze uit de richting die de kantelas in de microscoop heeft, de richting af te leiden die de afbeelding van deze as in het beeldvlak van de microscoop en dus op de foto's heeft.

Ten einde, ondanks de onzekerheid over de ligging van de kantelas, de foto's toch ruimtelijk te kunnen bekijken, moeten ze in de stereoscoop draaibaar worden opgesteld; bovendien moet er een methode zijn om te constateren of de juiste stand bereikt is.

Ook bij gebruik van een elektronenmicroscoop met elektrostatische lenzen, en bij foto's gemaakt met een lichtoptiek, dient men eraan te denken dat de foto's in de stereoscoop veelal over een bepaalde hoek moeten worden gedraaid. Weliswaar is de beeldrotatie in deze gevallen nul (of 180°), zodat de kantelas op de foto's dezelfde richting heeft als in de werkelijkheid, maar deze richting hoeft niet noodzakelijk evenwijdig te zijn aan een van de zijden van de foto's die we in de stereoscoop plaatsen.

De beelddraaiing in elektromagnetische lenzen heeft in de stereofotografie nog een tweede nadelige invloed. De beelddraaiing neemt toe met de derde macht van de afstand van de voorwerpspunten tot de as van de magnetische lens. De beelden vertonen dus een vervorming, en, aangezien na het kantelen de afstand van het afgebeelde objectgedeelte tot de as van de microscoop is veranderd, is deze vervorming in de beide foto's niet even groot, zodat bij het bekijken ook een ruimtelijke vervorming optreedt. Als men de waarneming beperkt tot de omgeving van de as van de microscoop en het af te beelden gedeelte van het object zo dicht mogelijk bij de kantelas plaatst, is de fout die hierdoor ontstaat verwaarloosbaar klein. In het ongunstigste geval, aan de rand van het beeld, kan de fout echter oplopen tot enkele procenten. Wil men nauwkeurige metingen doen aan de foto's, dan zal men met dit effect rekening moeten houden [2].

De stereoscoop die we voor het bestuderen van deze foto's gebruiken is een modificatie van de oudste bekende stereoscoop, ontworpen in 1833 door Wheatstone [3]. Dit type stereoscoop bezit het grote voordeel dat als optische hulpmiddelen alleen twee vlakke spiegels nodig zijn en geen lenzen, zodat de details van de foto's zonder enig scherpteverlies kunnen worden waargenomen. Bovendien is het mogelijk foto's van groot formaat te bekijken (b.v. 18×24 cm), zodat de optische navergroting van de foto's volledig kan worden benut. *Fig. 3* toont het door ons gebruikte

[1] J. G. Helmcke, Theorie und Praxis der elektronenmikroskopischen Stereoaufnahmen, Optik **11**, 201-225, 1954, en **12**, 253-273, 1955.

[2] J. G. Helmcke, Determination of the third dimension of objects by stereoscopy, Quantitative electron microscopy (Proc. Symp. Washington april 1964), blz. 195-200, uitg. Int. Academy of Pathology; ook gepubliceerd in Laboratory Investigation **14**, 933-938, 1965 (no. 6II).

[3] H. Mayo, Outlines of human physiology, blz. 288, Burgess Publ. Co., Minneapolis U.S.A., 1833.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

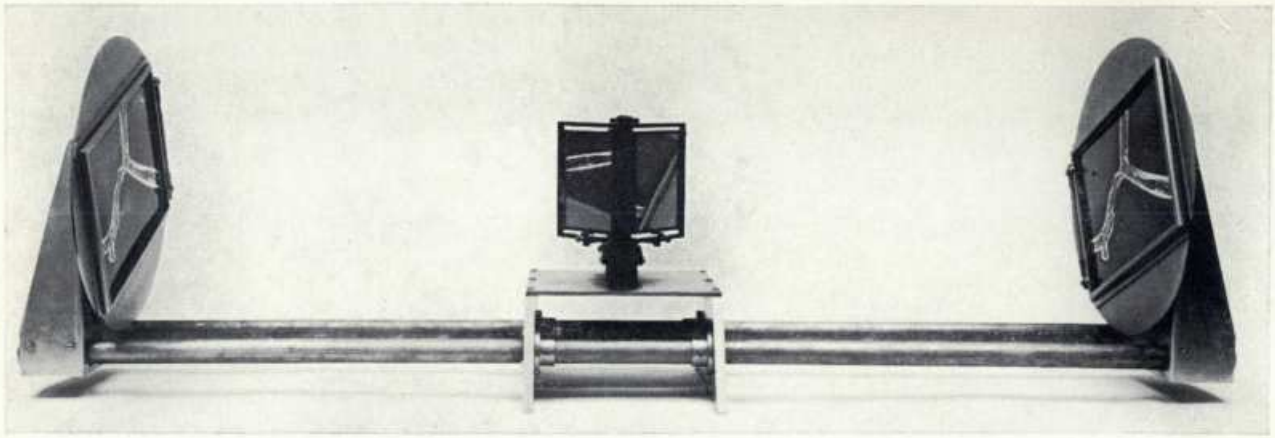


Fig. 3. Stereoscoop, speciaal ingericht voor het bekijken van stereofoto's die met de elektronenmicroscoop zijn gemaakt. Links en rechts worden de foto's opgesteld op schijven die in hun vlak gedraaid kunnen worden. In het midden staan twee spiegels die een zodanige hoek met elkaar vormen dat de waarnemer met het linkeroog alleen de linkerfoto ziet, en met het rechteroog alleen de rechter (zie ook de titelfoto). Voor verschil in vergroting tussen de twee foto's kan worden gecorrigeerd door de afstand van een der schijven tot de spiegels te veranderen.

apparaat. De twee stereofoto's worden, met de beeldzijden naar elkaar toegekeerd, vastgeklemd op twee verticaal gemonteerde schijven die op ongeveer een meter afstand van elkaar staan. In het midden tussen deze twee schijven staan twee vlakke spiegels. Deze vormen een zodanige hoek met elkaar dat, wanneer we ons hoofd tot vlak bij de spiegels brengen, het linkeroog alleen de linkerfoto, het rechteroog alleen de rechterfoto weerspiegeld ziet (zie ook de titelfoto). De hoek tussen de spiegels kan de waarnemer variëren om het toestel aan te passen aan zijn oogafstand, en tevens kan hij één der spiegels om een horizontale as kantelen om de beide spiegelbeelden op dezelfde hoogte te brengen. Op deze wijze kunnen de twee spiegelbeelden gemakkelijk door de waarnemer tot dekking worden gebracht.

De wijziging die wij in de oorspronkelijke opstelling van Wheatstone hebben aangebracht, bestaat daarin dat de schijven met de erop bevestigde foto's onafhankelijk van elkaar in hun vlak kunnen worden gedraaid. We hebben gezien dat de juiste stand is bereikt indien overeenkomstige beeldpunten van de twee foto's steeds in één vlak liggen met de verbindingslijn der ogen van de waarnemer. Op grond hiervan kan de juiste stand worden gevonden met de volgende methode, die na enige oefening vrij snel werkt. De foto's worden in de stereoscoop geplaatst, en bij een willekeurige hoekstand van de schijven brengt de waarnemer de beelden die zijn ogen zien, ruwweg tot dekking. Nu knijpt hij snel achter elkaar afwisselend het rechter- en het linkeroog dicht, en let daarbij op een paar punten in het beeld die dicht bij elkaar liggen. Deze punten ziet hij — mits ze niet toevallig op gelijke diepte liggen — als gevolg van de parallax ten opzichte van elkaar verschuiven; als de waarnemer het hoofd rechtop houdt, moeten de schijven zo worden gedraaid dat hij deze parallactische verschuiving in horizontale richting waarneemt. In deze stand kan zonder moeite een ruimtelijk beeld worden waargenomen. Niet geheel juist geplaatste foto's geven, dank zij het grote aanpassingsvermogen van onze ogen, ook wel een ruimtelijke indruk, maar niet zo gemakkelijk, en een langdurige beschouwing werkt dan zeer vermoeiend.

Het kleinste diepteverschil dat met de hier beschreven methode nog kan worden waargenomen, berekenen we aan de hand van *fig. 4*. Een voorwerp wordt gekanteld over een hoek φ, die praktisch gewoonlijk gelijk aan 12° wordt gekozen, om een as die door K loopt (fig. 4*a*) en loodrecht op het vlak van tekening staat. De camera bevindt zich in C; eenvoudigheidshalve is de kanteling symmetrisch ondersteld ten opzichte van CK. Een punt V van het voorwerp, dat

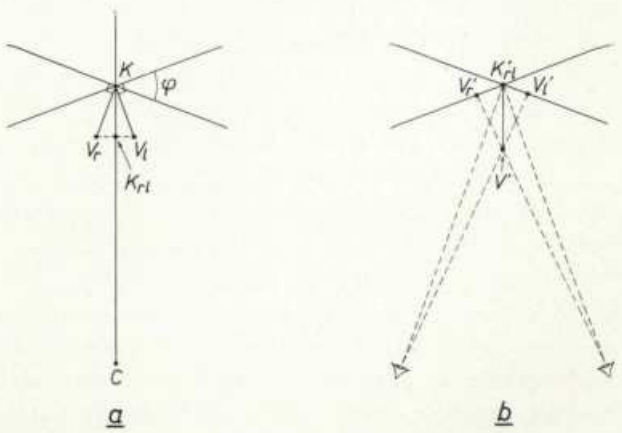


Fig. 4. Ter berekening van het kleinste diepteverschil dat kan worden waargenomen op stereofoto's die met de kantelmethode zijn gemaakt.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

zich vanuit de camera gezien vóór K bevindt, is als de foto's worden gemaakt in de posities V_r en V_l. Van het lijnstukje KV zijn nu op de foto's twee projecties zichtbaar, nl. $K_{rl}'V_l'$ en $K_{rl}'V_r'$. Fig. 4*b* geeft schematisch de situatie weer als de foto's in de stereoscoop worden bekeken (de spiegels zijn hier weggelaten en de hoek tussen de oogassen is overdreven groot getekend). Bekijken we de beelden met voldoende maar nog niet „lege" vergroting, dan worden de door de elektronenmicroscoop nog juist gescheiden structuren (ca. 1 nm) ook door het oog juist gescheiden gezien (ongeveer 0,5 mm op 50 cm kijkafstand). De „ware" afmeting van $K_{rl}V_l$ moet dan 1 nm zijn om nog juist gezien te worden, en uit fig. 4*a* leidt men af dat de hierbij behorende afmeting van KV, d.i. het kleinste zichtbare diepteverschil, ca. 10 nm bedraagt.

Indien we de foto's niet alleen ruimtelijk willen waarnemen, maar er ook kwantitatieve gegevens over de diepteafmetingen aan willen ontlenen, moeten we ons realiseren dat de perspectivische afbeelding door een elektronenmicroscoop overeenkomt met die door een tele-objectief. Bekijken we een telefoto op de normale leesafstand, dan lijken de diepteafmetingen veel kleiner dan ze in werkelijkheid zijn. We kunnen dus uit de diepte die we zien bij het bekijken van de foto's in de stereoscoop, niet direct conclusies trekken over de afmetingen van het object. Willen we toch kwantitatieve gegevens krijgen, dan moeten we, zoals boven is aangestipt, de positieverschillen van overeenkomstige beeldpunten rechtstreeks meten. De stereoscoop die hier is beschreven, kan op vrij eenvoudige wijze geschikt worden gemaakt voor deze metingen. We maken daartoe de twee spiegels half doorlatend en zetten hierachter een in alle richtingen verplaatsbaar support met daarop een verlicht merkteken; zie *fig. 5*. De waarnemer kan, terwijl hij in de stereoscoop kijkt, dit merkteken laten samenvallen met verschillende punten van het ruimtelijke beeld dat hij waarneemt. Uit de afgelezen verplaatsingen van het support in de kijkrichting kunnen bij gegeven vergroting van de foto's de diepteafmetingen van het object worden berekend.

Bij deze methode wordt geen rekening gehouden met de beelddistorsie die ontstaat door de rotatie van de elektronenbundel. Dit verschijnsel stelt dus een grens aan de bereikbare nauwkeurigheid.

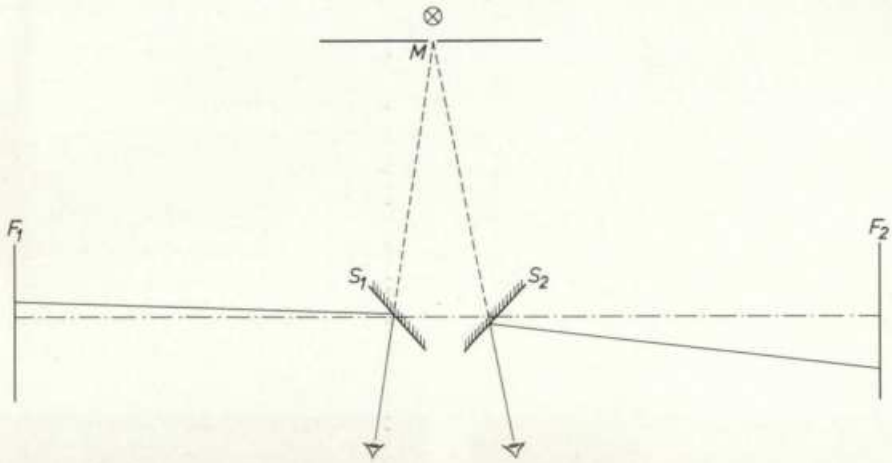


Fig. 5. Opstelling om de diepteafmetingen van het object uit de stereofoto's te bepalen. S_1 en S_2 zijn de spiegels van de stereoscoop die in fig. 3 is getoond, F_1 en F_2 zijn de schijven met de foto's. De spiegels zijn in deze opstelling halfdoorlatend; achter de spiegels is een merkteken M aangebracht (b.v. een lichtend punt), dat in alle richtingen verplaatst kan worden. De waarnemer kan dit merkteken achtereenvolgens laten samenvallen met verschillende punten van het ruimtelijke beeld dat hij ziet; uit de verplaatsingen van het merkteken kunnen de afmetingen van het object worden berekend.

Enige voorbeelden

Heeft men van een paar stereofoto's de juiste stand bepaald, dan kan men de foto's ook op andere wijze dan met het beschreven toestel stereoscopisch bekijken en ze b.v. ook voor publikatie reproduceren. Wil men genoegen nemen met een klein formaat van de foto's (breedte niet groter dan ongeveer de oogafstand = 6,5 cm), dan kunnen de twee foto's naast elkaar worden afgebeeld. Een dergelijk stereopaar kan dan worden bekeken met een stereokijker of met twee losse positieve lensjes (na enige oefening lukt het sommigen ook wel de twee beelden zonder optisch hulpmiddel ruimtelijk te zien). Wil men de foto's op groter formaat tonen, dan kan dit heel geschikt gebeuren door ze als anaglyf weer te geven.

Ter illustratie geven we hier enkele stereofoto's die zijn gemaakt met de Philips elektronenmicroscoop EM 200. Voor het bekijken van de anaglyfen kan men gebruik maken van de rood-blauwe bril die enkele

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

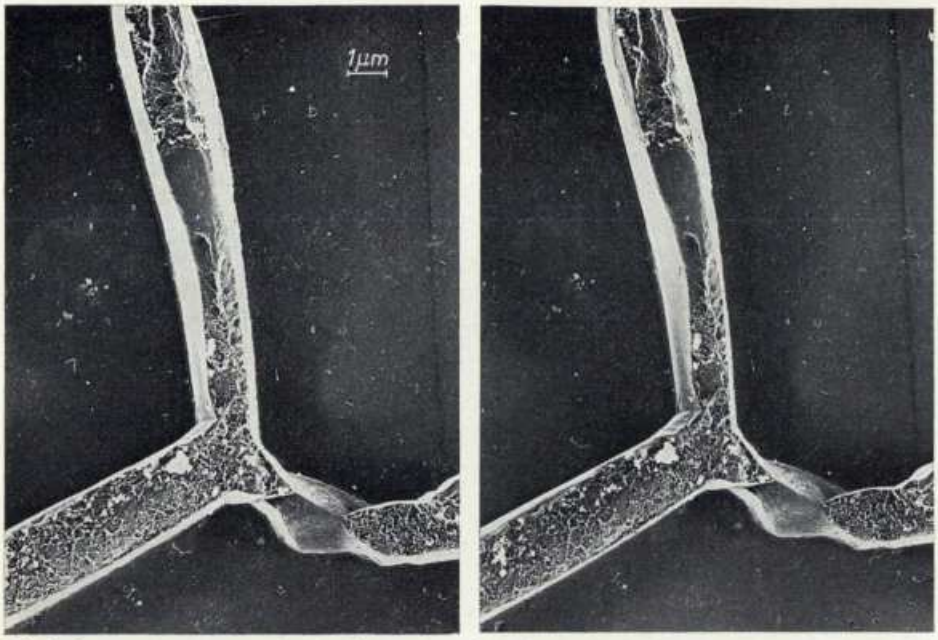


Fig. 6. Stereopaar van een koolreplica van gesinterd tantaalcarbide na polijsten en etsen. De replica is geschaduwd met platina.

jaren geleden bij een artikel in dit tijdschrift is verstrekt [4].

Fig. 6 en *fig. 7* tonen een opname van tantaalcarbide (Ta_4C_5), gesinterd na toevoeging van 1 gewichtsprocent mangaan [5]. Na polijsten en etsen werd een koolreplica gemaakt, die werd geschaduwd met platina. Doordat de etsing hoofdzakelijk heeft plaatsgevonden op de kristalgrenzen, ziet men op de foto een diepe kloof. De diepte van deze kloof is ongeveer 750 nm — dit is berekend uit het verschil tussen de projecties van de hoogte van de zijwand die op de foto's zichtbaar zijn.

Fig. 8 toont een koolreplica van belichte zilverbromidekorrels uit een fotografische plaat. Deze replica is als volgt gemaakt. Uit een onbelichte fotografische plaat zijn AgBr-korrels verkregen door de gelatine met een oplosmiddel te verwijderen. De losse korrels zijn op een glazen plaatje gebracht, waarna er een koolstoflaag is opgedampt. Dit gebeurt door

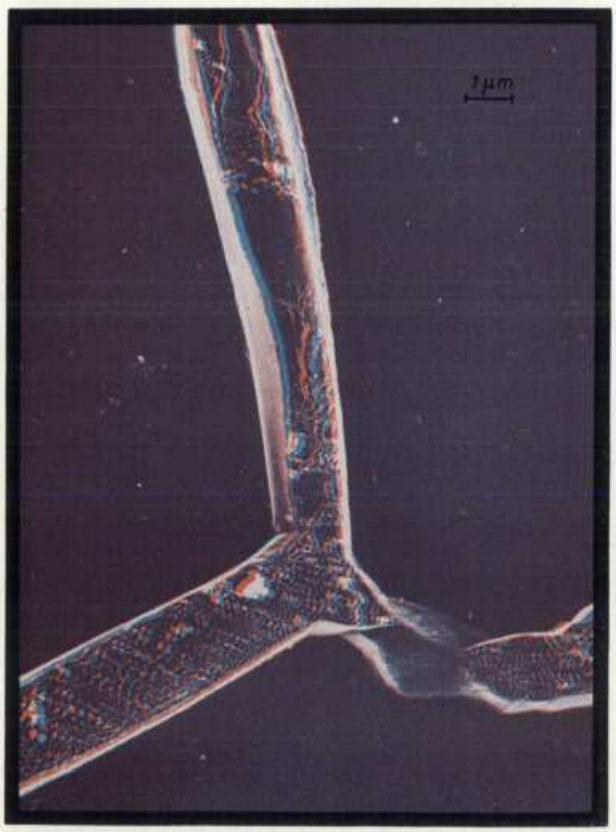


Fig. 7. Anaglyf van de in fig. 6 weergegeven stereo-opname van gesinterd tantaalcarbide.

Fig. 8. Anaglyf van een koolreplica van belichte zilverbromidekorrels.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

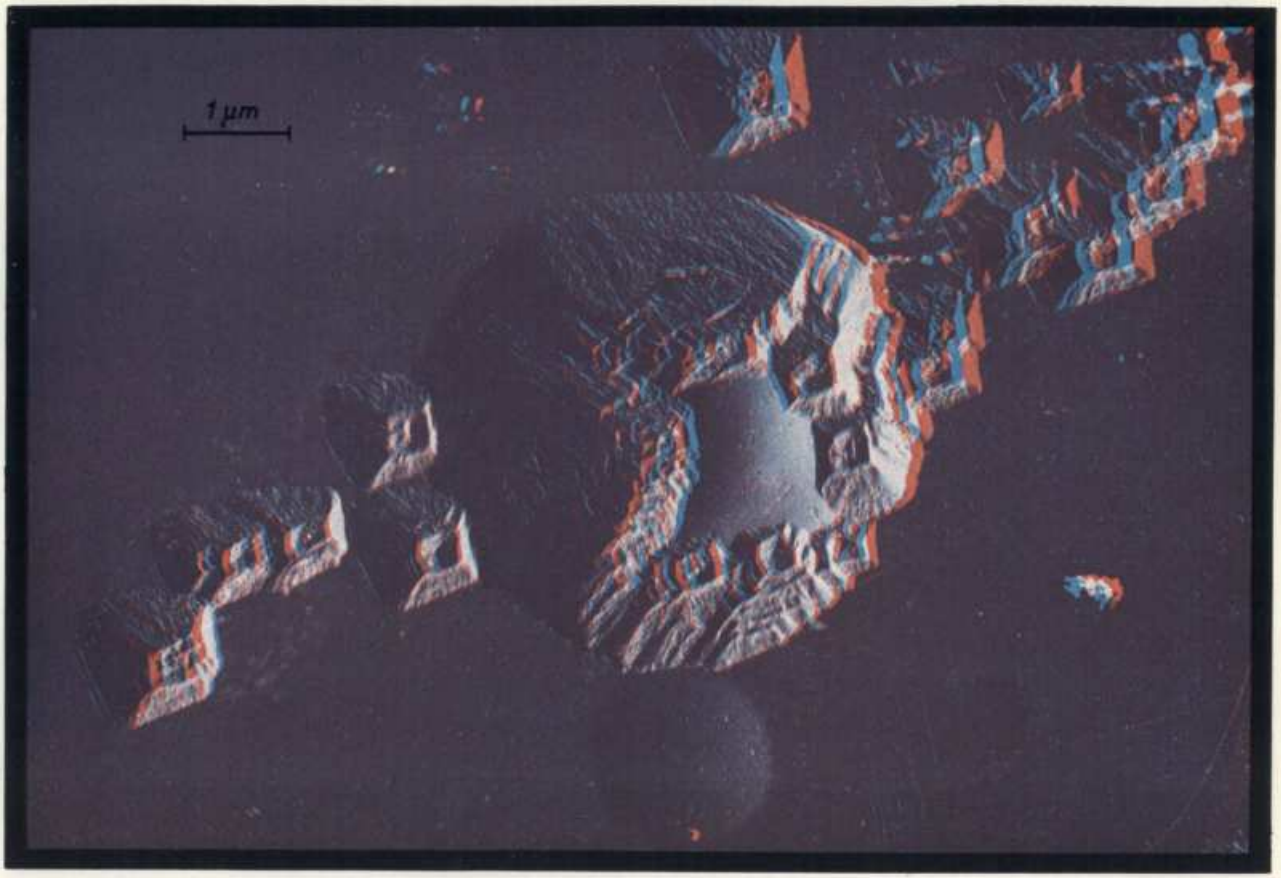


Fig. 9. Anaglyf van een koolreplica van etsputten in een wolfraam-monokristal. De replica is geschaduwd met platina.

middel van een boogontlading tussen twee koolelektrodes. Door de inwerking van het licht dat hierbij op de korrels valt, is in vele van de korrels een deel van het AgBr ontleed. Na het maken van de replica is het niet ontlede AgBr opgelost in natriumthiosulfaat; het door de belichting ontstane zilver blijft daarna als zwarte vlekken zichtbaar in de korrelwanden, die door de koollaag zichtbaar zijn gemaakt.

Fig. 9 toont een aantal etsputten in een monokristal van wolfraam dat elektrolytisch is gepolijst en daarna geëtst. De foto is weer gemaakt van een koolreplica geschaduwd met platina.

Samenvatting. Voor het maken van stereofoto's met behulp van de elektronenmicroscoop wordt het object tussen de beide opnamen over een kleine hoek (ongeveer 12°) gekanteld. Om bij het bekijken van zulk een stereopaar in een stereoscoop een ruimtelijke indruk te krijgen, moeten de twee foto's een zodanige hoekstand innemen dat de richting die de afbeelding van de kantelas op de foto's heeft, loodrecht staat op de verbindingslijn der ogen van de waarnemer. Aan deze voorwaarde wordt niet zo maar voldaan, aangezien elektromagnetische lenzen een variabele draaiing van het beeld geven ten opzichte van het voorwerp. In dit artikel wordt een stereoscoop beschreven — een gewijzigde versie van de oudste bekende stereoscoop, ontworpen door Wheatstone — waarin foto's van groot formaat draaibaar worden opgesteld, zodat de goede stand tijdens het bekijken kan worden opgezocht. In de stereoparen kan door een kleine toevoeging aan de stereoscoop de diepte van elk detail ook gemakkelijk kwantitatief worden bepaald. Enkele voorbeelden van stereofoto's die op deze wijze tot stand zijn gekomen, illustreren het artikel.

[4] De bril is gevoegd bij het artikel van A. E. Jenkinson, Projectietopogrammen van dislocaties, Philips techn. T. **23**, 192-199, 1961.
Opmerking van de redactie: Voor lezers die niet in het bezit zijn van deze bril, zijn losse kleurfoelies beschikbaar. Men kan deze aanvragen door inzending van de bon die zich in dit nummer aan het inlegvel met korte samenvattingen bevindt.

[5] E. Roeder en M. Klerk, Untersuchungen mit dem Elektronenstrahl-Mikroanalysator an druckgesintertem Tantalkarbid mit geringem Mangan- und Nickelzusatz, Z. Metallk. **54**, 462-470, 1963.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Röntgenbeelden in kleuren

W. J. Oosterkamp, A. P. M. van 't Hof en W. J. L. Scheren

616-073.75:621.397.132

De invoering van de televisietechniek in de röntgendiagnostiek heeft allerlei mogelijkheden geopend die van groot praktisch belang gebleken zijn [1]. Een onlangs gerealiseerde mogelijkheid is de *rechtstreekse subtractie* van röntgenbeelden [2].

In principe is de methode van beeldsubtractie allang bekend: ze maakt het mogelijk sommige overheersende en voor het onderzoek niet interesserende structuren, in het bijzonder storende botschaduwen, uit een beeld te elimineren. Dit is vooral van belang voor onderzoek van de hersenen, daar op schedelfoto's het rotsbeen en de oogkassen vaak zeer storend zijn. Bij een der methodes van hersenonderzoek wordt een contrastmiddel geïnjecteerd in een van de slagaders die de hersenen voeden. Het contrastmiddel wordt door de bloedstroom meegevoerd, vult eerst gedurende de zg. arteriële faze de slagaderlijke vaten, komt dan in de haarvaten in de hersenen, die zo fijn zijn dat ze zich niet afzonderlijk in het röntgenbeeld aftekenen, en wordt vervolgens via de aderen weer afgevoerd (veneuze faze). Deze doorstroming duurt 10 à 15 seconden. Gedurende dit tijdsinterval wordt een serie röntgenfoto's gemaakt. Heeft men nu ook een röntgenfoto gemaakt vlak vóór de injectie en heeft men maatregelen genomen om het hoofd van de patiënt gedurende de gehele fotoserie te fixeren, dan kan men van ieder van de doorstromingsfoto's de „lege" foto subtraheren en krijgt aldus een bijzonder duidelijk beeld van het vaatsysteem in de desbetreffende doorstromingsfaze.

Oorspronkelijk werd de subtractie van twee foto's fotografisch uitgevoerd, d.w.z. door over elkaar kopiëren van het negatief van de ene foto en een transparante positiefafdruk van de tweede foto [3]. Dit is nogal omslachtig en vereist grote zorgvuldigheid in de uitvoering, hetgeen de toepassing van de methode geremd heeft.

Het van elkaar subtraheren van twee beelden gaat met een televisieketen veel gemakkelijker, daar men de elektrische spanningen van de videosignalen voor twee beelden naar believen bij elkaar kan optellen (zoals bij het mengen van beelden in televisiestudio's gebeurt) of van elkaar kan aftrekken. Bij toepassing van deze methode voor het bekijken van röntgenfoto's gaan wij als volgt te werk [2]. De ene foto, in casu de „lege" foto van onze schedelserie (*fig. 1a*), wordt voor een lichtkast geplaatst en met de televisiecamera scherp op de monitor afgebeeld; vervolgens wordt het videosignaal van dit beeld in een magnetisch geheugen opgeschreven [4]. Daarna wordt de andere foto (fig. 1*b*) voor de lichtkast geplaatst en met de televisiecamera bekeken, maar van het nu verkregen videosignaal wordt, alvorens het aan de monitor toe te voeren, het uit het beeldgeheugen afkomstige signaal afgetrokken. Het positieve en het negatieve beeld op het scherm kunnen zonder veel moeite nauwkeurig tot dekking worden gebracht door de tweede foto op de lichtkast met de hand te verschuiven. Het subtractiebeeld op de monitor kan men voor documentatie ook fotograferen (fig. 1*c*).

Wij hebben deze subtractiemethode thans uitgebreid door toepassing van *kleurentelevisie*, waardoor men voor de beeldinformatie als het ware nog een dimensie erbij krijgt. Hiertoe registreren wij verscheidene foto's uit een serie na elkaar op verschillende sporen van het beeldgeheugen. De signalen van twee of drie der sporen lezen we dan tegelijkertijd af en voeren ze — na passende subtractie en menging — aan de drie kleurkanalen van een kleurenmonitor toe. Zo kunnen we in een zelfde beeld het arteriële vaatsysteem, dat in de eerste foto's van de schedelserie zichtbaar wordt, in een bepaalde kleur weergeven, b.v. rood, en het veneuze vaatsysteem van een der laatste foto's in een contrasterende kleur, b.v. blauw. De werkwijze is schematisch voorgesteld in *fig. 2*.

Prof. dr. ir. W. J. Oosterkamp, A. P. M. van 't Hof en W. J. L. Scheren zijn medewerkers van Philips' Natuurkundig Laboratorium te Eindhoven. Prof. Oosterkamp is tevens buitengewoon hoogleraar in de Toegepaste Kernfysica aan de Technische Hogeschool Eindhoven.

[1] Van de talrijke publikaties hierover noemen we slechts: R. Janker, Die praktische und wissenschaftliche Verwendung der elektronischen Bildverstärkung und des Röntgenfernsehens, Fortschr. Röntgenstr. **88**, 377-385, 1958.
J. Feddema en J. E. Marquerinck, X-ray television with special regard to a newly developed vidicon: the „Plumbicon", Medicamundi **10**, 2-9, 1964 (zie ook Medicamundi **10**, 21, 1964).

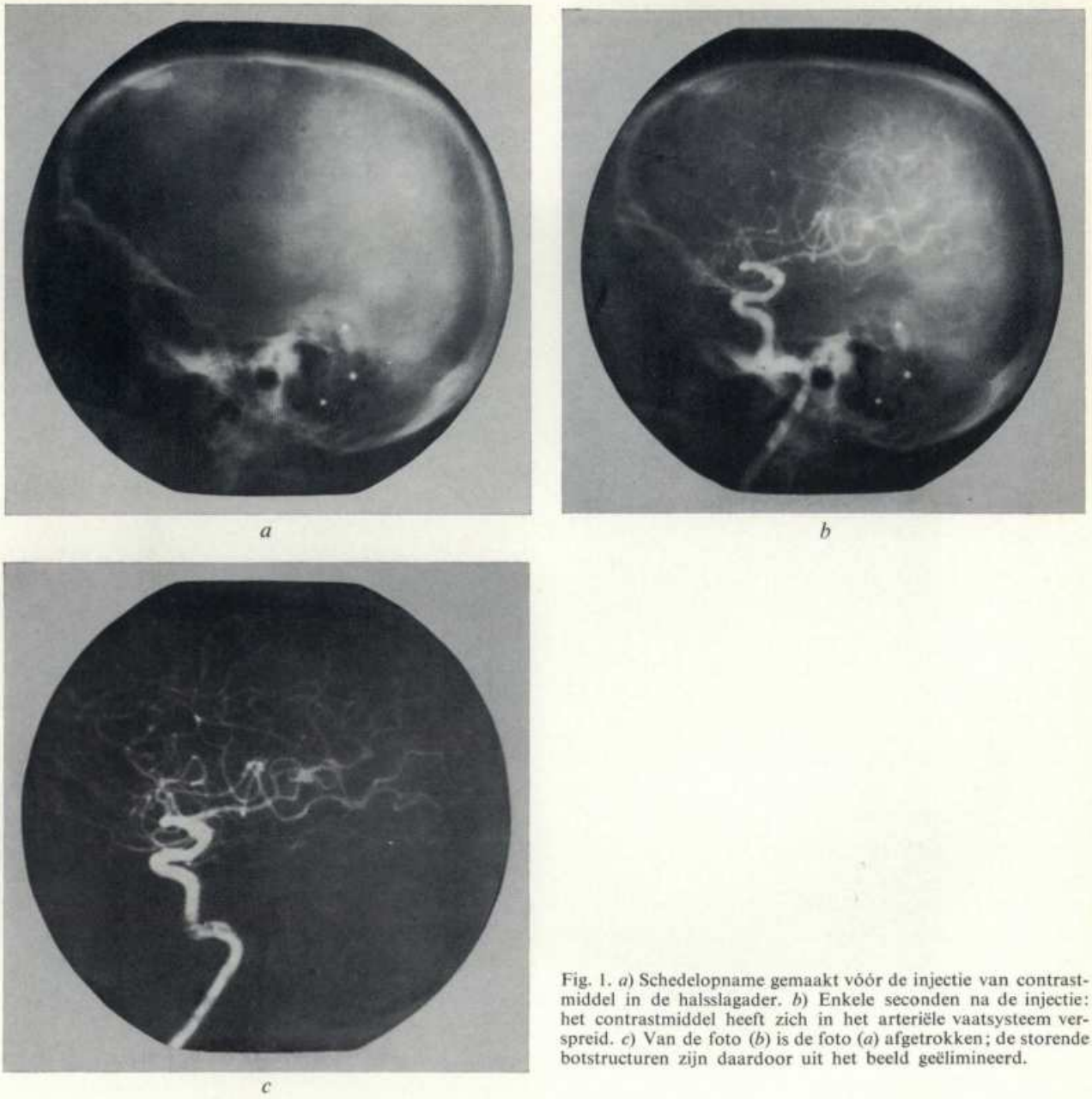
[2] G. J. van Hoytema, W. J. Oosterkamp, A. M. C. van den Broek en A. Druppers, La neuroradiologie avec soustraction utilisant la télévision et une mémoire d'image magnétique, Neurochirurgie, ter perse.
W. J. Oosterkamp, Th. G. Schut en A. Druppers, Röntgenbeeldsubtractie met behulp van een magnetisch beeldgeheugen, Ned. T. Geneesk. **108**, 2051-2054, 1964.

[3] B. G. Ziedses des Plantes, Planigrafie en subtractie, dissertatie Utrecht, 1934.
B. G. Ziedses des Plantes, Subtraktion, Thieme, Stuttgart 1961.

[4] J. H. Wessels, Een geheugenwiel voor magnetische registratie van televisiebeelden, Philips techn. T. **22**, 1-11, 1960. Een iets andere uitvoering van een beeldgeheugen is beschreven door: O. Schott, Der Folienspeicher für Röntgenfernseh-Diagnostik, Röntgenblätter **16**, 65-72, 1963.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023



a *b* *c*

Fig. 1. *a*) Schedelopname gemaakt vóór de injectie van contrastmiddel in de halsslagader. *b*) Enkele seconden na de injectie: het contrastmiddel heeft zich in het arteriële vaatsysteem verspreid. *c*) Van de foto (*b*) is de foto (*a*) afgetrokken; de storende botstructuren zijn daardoor uit het beeld geëlimineerd.

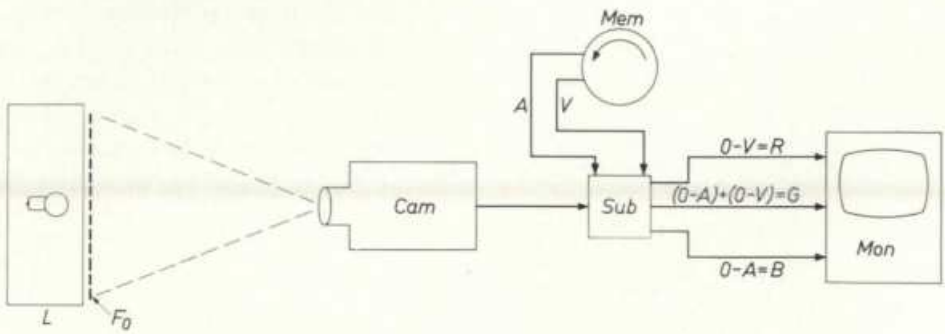


Fig. 2. Opstelling voor beeldsubtractie met toepassing van een kleurentelevisieketen. De foto F_0, gemaakt zonder contrastmiddel, is voor de lichtkast *L* geplaatst en wordt door de televisiecamera *Cam* bekeken, nadat tevoren op soortgelijke wijze de foto's F_A en F_V, opgenomen met het contrastmiddel resp. in het arteriële en in het veneuze vaatsysteem, zijn bekeken en op het magnetisch geheugenwiel *Mem* geschreven. *Sub* is het subtractienetwerk dat de in de figuur aangegeven verschilsignalen *R*, *G*, *B* levert, die resp. aan het rode, groene en blauwe kanaal van de kleurenmonitor *Mon* worden toegevoerd.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Volgens het systeem van fig. 2 krijgen we een kleurenbeeld dat een lichte achtergrond heeft (*fig. 3* [5]). Door andere combinatie van de signalen kan men ook een kleurenbeeld met een zeer donkere achtergrond krijgen.

Verschillen tussen beelden van een zelfde object kunnen ook ontstaan door de beweging van het orgaan zelf, door onderscheiden projectierichtingen, door toepassing van röntgenstralen van verschillende hardheid, door het achtereenvolgens inbrengen van contrastmiddel in naburige organen, enz. De weergave in kleuren, die met de beschreven methode betrekkelijk eenvoudig uit te voeren is, zal in al dergelijke gevallen zeker didactische waarde hebben. De toekomst zal leren, in hoeverre ook de röntgenoloog voor het stellen van een diagnose ermee gebaat zal kunnen zijn, b.v. door het grotere gemak van de waarneming.

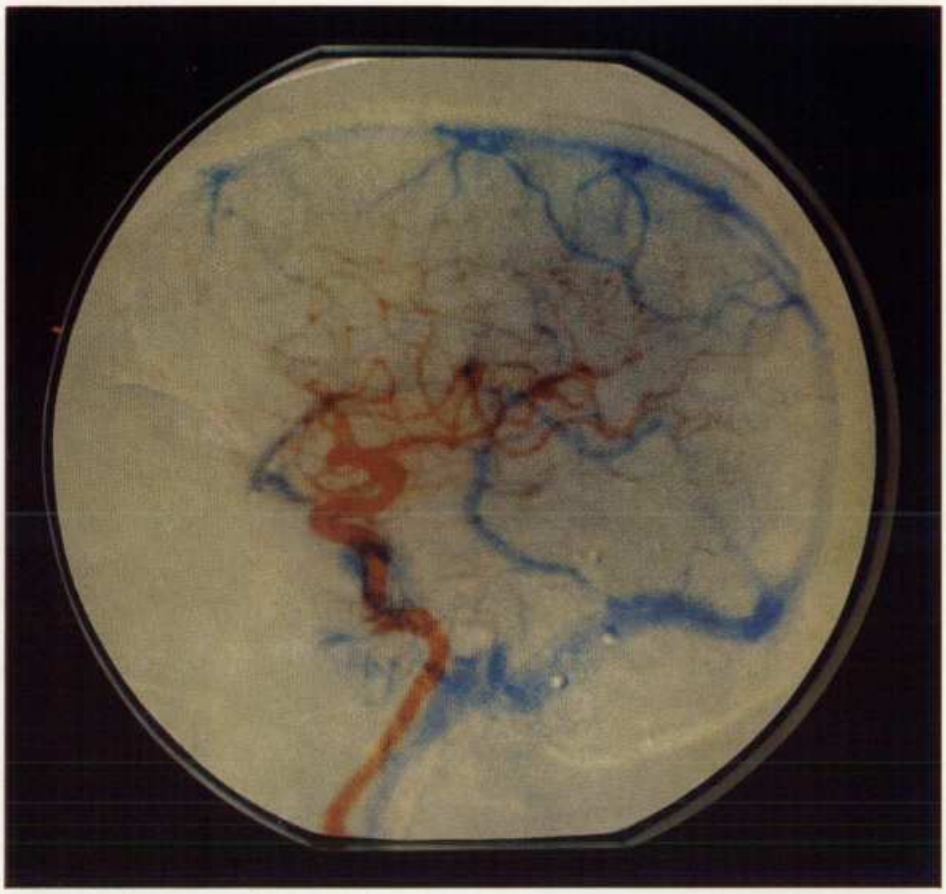


Fig. 3. Resultaat van de beeldsubtractie indien de in fig. 2 aangegeven verschilsignalen aan een kleurenmonitor worden toegevoerd.

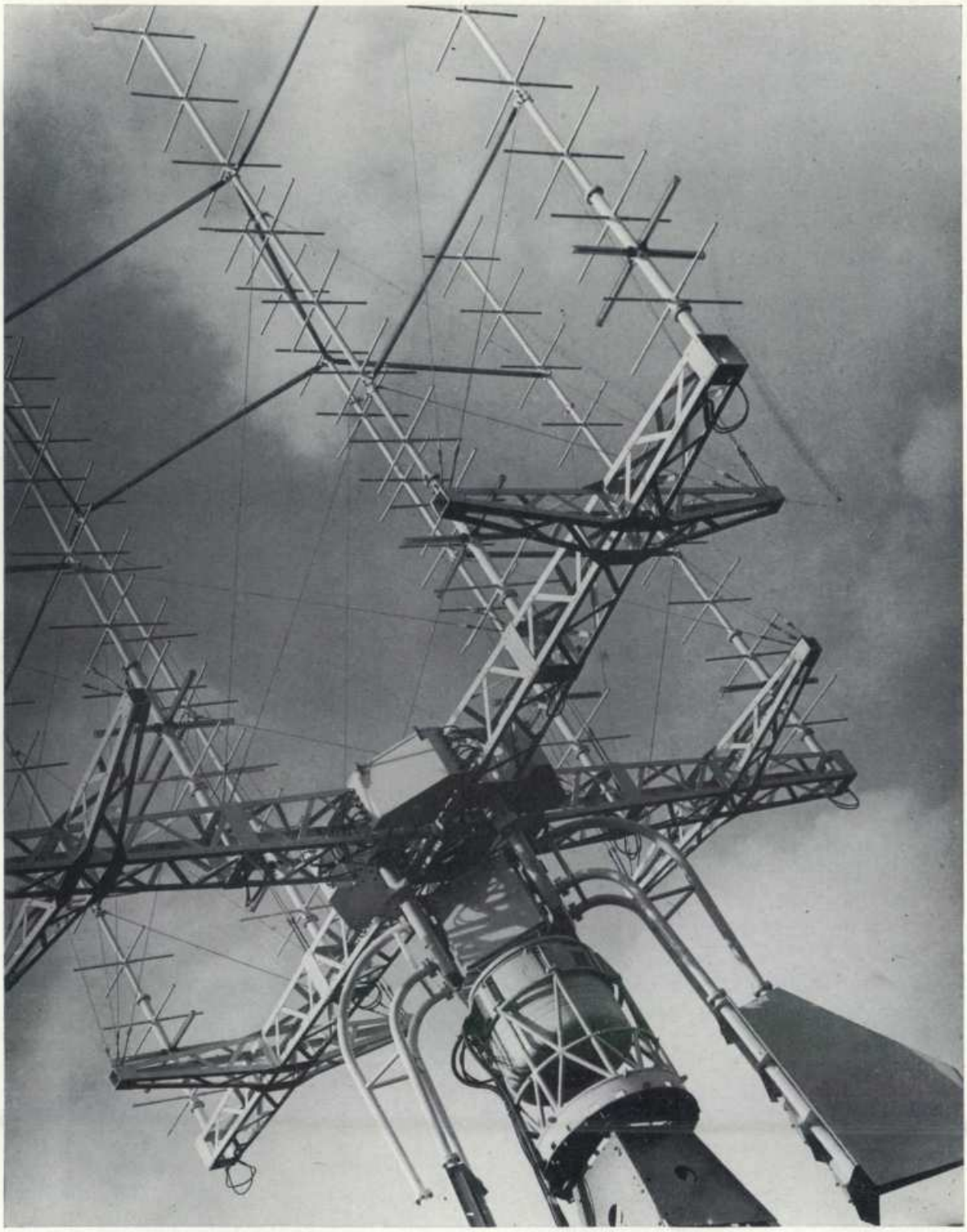
Behalve deze toepassing van de röntgen-kleurentelevisie, waarbij het verschil der uitgangsbeelden veroorzaakt is door de beweging van het contrastmiddel met het bloed, zijn nog velerlei andere mogelijk.

[5] De drie röntgenfoto's welke hier als uitgangsmateriaal dienden zijn ons welwillend ter beschikking gesteld door prof. dr. B. G. Ziedses des Plantes te Amsterdam.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Telemetrie-antenne voor het onderzoek aan raketten



Bij de lancering van de vierde raket van de ELDO (European Launcher Development Organization), die zal geschieden vanaf de basis Woomera in Australië, zal telemetrie-apparatuur worden gebruikt die door Philips' Telecommunicatie Industrie te Huizen is ontworpen en gebouwd. Hiermee zullen gegevens over de werking van de derde trap van deze raket naar de aarde worden gezonden. De foto hierboven toont de 18 m hoge ontvangantenne, die bestaat uit 8 rijen verticale en horizontale dipolen. De signalen van de horizontale en van de verticale dipolen worden gescheiden verwerkt; op deze wijze kan de invloed van fading worden verminderd (polarization diversity). Deze fading ontstaat door de hete uitlaatgassen van de raket. Uit de fazeverschillen tussen de spanningen die in de diverse rijen dipolen ontstaan, worden spanningen afgeleid die een maat zijn voor de richtfout van de antenne wat betreft azimut en elevatie. Met deze spanningen wordt een servosysteem bestuurd dat de antenne op de raket gericht houdt.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Fazenleer

III. Ternaire systemen

J. L. Meijering

541.12.01

Het leren begrijpen van en het leren werken met ternaire diagrammen is het voornaamste doel van dit derde deel over de fazenleer. Voorts wordt kritische aandacht gegeven aan de welbekende fazenregel, waarvoor een iets gewijzigde formulering wordt voorgesteld. Een methode van berekening wordt aangegeven waarmee men zich, uitsluitend gebruik makend van gegevens van binaire systemen, met vrucht aan voorspellingen over ternaire systemen kan wagen.

Inleiding

Het begrip component

In een éénfazegebied van een unair systeem kan men de druk en de temperatuur onafhankelijk van elkaar variëren. Als er twee fazen met elkaar in evenwicht zijn, is nog maar één van deze grootheden onafhankelijk variabel, en bij evenwicht van drie fazen is er geen meer variabel. Noemen we het aantal fazen P en het aantal vrijheidsgraden F, dan geldt dus voor een evenwichtstoestand van een unair systeem $F + P = 3$.

Voor een binair systeem geldt de analoge betrekking $F + P = 4$. Zo vertoont het binaire systeem acetonitril-water een vierfazenevenwicht (twee vloeibare + twee vaste fazen) bij een zeer bepaalde temperatuur en druk (—24,2 °C, 1240 atm) [1].

Aldus komen we tot de definities dat een systeem unair, binair dan wel ternair is indien het, bestaande uit één faze, resp. twee, drie of vier onafhankelijk variabelen kent. In het unaire systeem zijn alleen de druk en de temperatuur de onafhankelijk variabelen, in het binaire systeem kunnen we bovendien één en in het ternaire systeem twee concentraties onafhankelijk variëren (*fig. 1*).

De schijn moge gewekt zijn dat we voor onze definities nogal omslachtig te werk zijn gegaan, en dat we beter hadden kunnen volstaan met de desbetreffende systemen te definiëren als bestaande uit resp. een, twee en drie componenten. Aan het werken met het begrip component kleven echter enige bezwaren, die men zich duidelijk kan maken door zich de volgende vragen te stellen.

Hoeveel componenten heeft het systeem NaCl-NaBr-NaI? Deze vraag is nog gemakkelijk te beantwoorden: drie. Uit hoeveel componenten bestaat het systeem NaCl-KCl-NaBr-KBr? Weer moet het antwoord zijn: drie. Ditmaal wegens het optreden van de reactie $NaCl + KBr \rightleftarrows NaBr + KCl$. Welke zijn de drie componenten? Elk drietal van deze vier verbindingen kan hiervoor gekozen worden. Welke de componenten van het systeem zijn, is niet relevant, wel hun aantal. Dit nu wordt, werkend met het begrip component, nog te veel uit het oog verloren. Maar bovendien, zoals men uit het bovenstaande reeds kan begrijpen, zal ook dit aantal lang niet altijd gemakkelijk te bepalen zijn. Er zijn hiervoor nog andere oorzaken, die we later uitvoerig zullen behandelen.

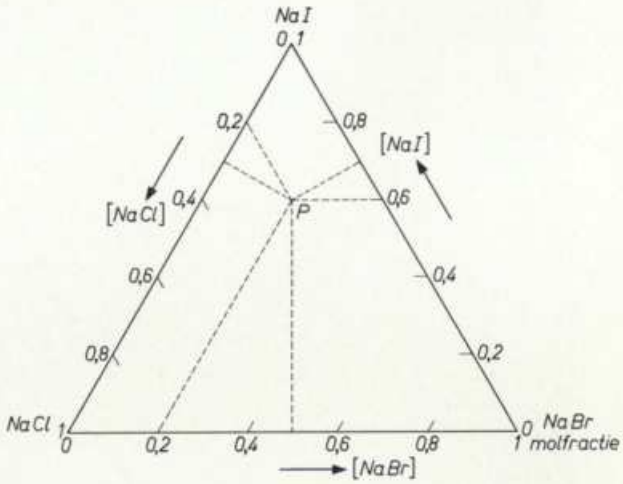


Fig. 1. Diagram van het ternaire systeem NaCl-NaBr-NaI waarbij de concentraties zijn uitgezet langs de zijden van een gelijkzijdige driehoek (in molfracties). Het uitzetten en het aflezen van concentraties in een dergelijk diagram kan ook gebeuren door het trekken van loodlijnen op de drie driehoekszijden (zie P); de molfractie van elke component wordt in dat geval aangegeven door de loodlijn op de zijde tegenover het hoekpunt dat die component representeert, als de hoogte van de driehoek gelijk aan 1 wordt genomen.

Prof. dr. J. L. Meijering, destijds medewerker van Philips' Natuurkundig Laboratorium te Eindhoven, thans hoogleraar in de Anorganische Scheikunde en de Metaalkunde aan de Technische Hogeschool te Delft.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

We geven hier als een voorlopige conclusie, die we later nog zullen toelichten, dat nog te veel wordt verondersteld dat men het aantal componenten van een systeem in alle gevallen kan vinden door een louter theoretisch beschouwen van dat systeem. Ook de wijze waarop de welbekende fazenregel is geformuleerd, kan men zien als uitvloeisel van deze opvatting. Wij prefereren te werken met het aantal onafhankelijk variabelen in een systeem, een aantal dat experimenteel bepaald kan worden. Voor de fazenregel stellen wij mede in verband hiermee in een der volgende hoofdstukken een iets gewijzigde formulering voor.

In de beschouwingen over het ternaire systeem, die thans volgen, zullen we herhaaldelijk teruggrijpen naar de twee eerder in dit tijdschrift verschenen delen (I en II) over het unaire en het binaire systeem [2].

Ternaire diagrammen

Het ternaire systeem kent als gezegd vier onafhankelijk variabelen: de druk p, de temperatuur T en twee concentratievariabelen, x en y. De gasfaze, en daarmee ook de invloed van de druk, laat men vaak buiten beschouwing. Om de invloed van de drie overige variabelen na te gaan, is eigenlijk afbeelding in drie dimensies nodig, dus b.v. door T verticaal boven de driehoek van fig. 1 uit te zetten. Men werkt doorgaans met *doorsneden* door het driedimensionele diagram: met *isotherme doorsneden* waarbij de temperatuur constant is gehouden (fig. 1), of met „*verticale*" *doorsneden*, waarbij een concentratie of concentratieverhouding constant is. Beide doorsneden worden in de volgende hoofdstukken besproken.

Er zijn ook tweedimensionele *overzichtsschema's* in gebruik. Deze geven de lotgevallen weer van alle in een ternair systeem voorkomende *driefazenevenwichten*. Met deze schema's, waarvan we een voorbeeld zullen geven in Aanhangsel I, wordt een goed overzicht van ternaire systemen verkregen.

Wat betreft de isotherme doorsnede zij nog opgemerkt dat de beide concentratievariabelen gewoon loodrecht op elkaar kunnen worden uitgezet in plaats van onder een hoek van 60°, zoals in fig. 1 gebeurd is. Men krijgt dan een rechthoekig gelijkbenige driehoek. Het enige voordeel van de gebruikelijke gelijkzijdige driehoek is, dat men de drie componenten over één kam scheert. In vele gevallen heeft de rechthoekige afbeelding echter beslist voordelen, namelijk als een der componenten een afwijkend karakter heeft, b.v. in H_2O-$CaCl_2$-$MgCl_2$. Dit te meer als het onderzoek zich niet uitstrekt tot de anhydrische zouten, maar b.v. niet veel verder dan tot $CaCl_2.6H_2O$ en $MgCl_2.6H_2O$, zodat de driehoek toch niet „af" is. Een voordeel van de rechthoekige afbeelding is ook dat men de schalen op de x-as en y-as willekeurig kan kiezen. In systemen als Fe-Ni-C, waarbij men in de praktijk vaak slechts legeringen tot één gewichtsprocent koolstof onderzoekt, ligt zulks voor de hand.

Opgemerkt zij dat voor alle besproken afbeeldingsmogelijkheden, en zowel bij gebruik van gewichtsprocenten als van molfracties, het volgende blijft gelden: de brutoconcentratie van heterogene mengsels van twee fazen is altijd gelegen op de *rechte lijn* die de concentratiepunten van de afzonderlijke fazen verbindt.

De isotherme doorsnede

De wijze waarop het binaire toestandsdiagram kan worden afgeleid uit het verloop van de vrije enthalpie, stelde nog betrekkelijk weinig eisen aan ons voorstellingsvermogen (zie blz. 17 in I). In het ternaire geval worden we onmiddellijk gedwongen meer ruimtelijk te denken. Zo is er in dat geval sprake van dubbelraakvlakken die in verschillende richtingen onder bepaalde oppervlakken „doorrollen". Echter, iets nieuws wordt hiermede niet geïntroduceerd, en dit willen we aan de hand van een eenvoudig binair voorbeeld laten zien.

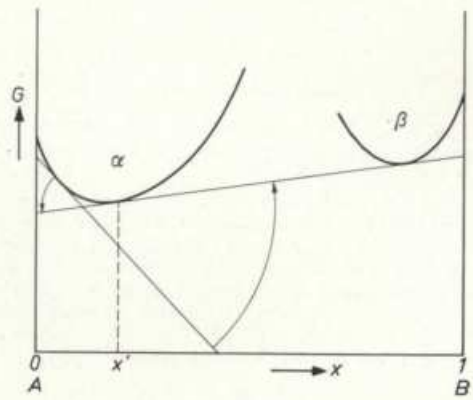


Fig. 2. Gedeelte van een G-x-diagram van een binair systeem met fazen α en β. Door een raaklijn onder de G-x-curve van de α-faze door te rollen tot hij ook de G-x-curve van de β-faze raakt, vindt men het concentratiegebied (van $x = 0$ tot $x = x'$) waarbij de faze α stabiel is ten opzichte van heterogene mengsels van α en β.

Het G-x-diagram van het binaire systeem A-B in *fig. 2* toont ons het verloop van de vrije enthalpie van de fazen α en β als functie van x, de molfractie van de component B. De gekozen curven zijn „bol"; het middengedeelte is weggelaten, omdat het voorlopig niet ter zake doet. Wat we willen weten, is: voor welke waarden van x is de faze α stabiel? Hiertoe trekken we een raaklijn aan de G-x-curve voor α bij het punt $x = 0$, en rollen we de raaklijn onder de curve door tot hij ook de G-x-curve voor β raakt. In het concentra-

[1] G. Schneider, Z. phys. Chem. N. F. **41**, 327, 1964.
[2] J. L. Meijering, Fazenleer, I. Inleidende beschouwingen over unaire en binaire systemen; II. Kwantitatieve beschouwingen over binaire systemen, Philips techn. T. **26**, 12-26 en 58-67, 1964/65.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

tiegebied dat we aldus bestreken hebben, is de faze α stabiel. (Zodra de raaklijn aan de α-curve ook de curve voor β raakt, dan wel snijdt, worden heterogene mengsels van α en β stabiel.)

Voor een ternair systeem *A-B-C* kunnen we hetzelfde doen. In plaats van *G-x*-curven zijn er dan *G-x-y*-oppervlakken en in plaats van twee „bolle" curven voor α en β zijn er dan drie bolle vlakken, „zakken", voor de fazen α, β en γ, die resp. aansluiten aan de hoekpunten *A*, *B* en *C* van de concentratiedriehoek, zie *fig. 3*. Raak*vlakken* spelen dan dezelfde rol als raak*lijnen* in het binaire systeem, dubbelraakvlakken als dubbelraaklijnen enz.

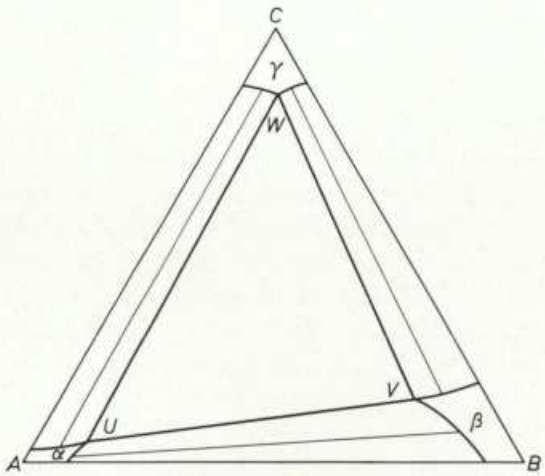


Fig. 3. Isotherme doorsnede met drie fazen. In de gebiedjes in de hoekpunten zijn homogene fazen α, β en γ stabiel; er zijn voorts drie tweefazengebieden $\alpha+\beta$, $\alpha+\gamma$ en $\beta+\gamma$ (waarin enkele connoden zijn getekend) en een driehoek waarbinnen driefazenevenwichten stabiel zijn. De connoden behoeven niet evenwijdig te lopen; voor de volledige kennis van een ternair diagram is dus ook de richting van de connoden een noodzakelijk gegeven. De drie fazen waaruit de driefazenevenwichten bestaan, hebben, bij de gegeven druk en temperatuur, elk een heel bepaalde samenstelling, die wordt aangegeven door het respectievelijke hoekpunt *U*, *V* en *W* van de „driefazendriehoek".

Als we een raakvlak in een of ander punt van het α-oppervlak aanbrengen, en dit raakvlak blijkt onder de beide andere *G-x-y*-oppervlakken door te lopen, dan is de α-faze met de concentratie van het gekozen punt stabiel. Dit raakvlak kan in de richting van *B* of van *C* worden doorgerold tot het een tweede oppervlak raakt, het β- of het γ-oppervlak. We hebben dan twee bij elkaar behorende raakpunten verkregen die de concentraties aangeven van twee met elkaar in evenwicht verkerende fazen. Deze evenwichtsconcentraties worden in het toestandsdiagram uitgezet. In het driedimensionele diagram vormen ze de grensvlakken, en in isotherme en in verticale doorsneden leveren ze de grenslijnen tussen de homogene gebieden (α, β en γ) en de tweefazengebieden ($\alpha+\beta$, $\alpha+\gamma$ en $\beta+\gamma$), zie b.v de isotherme doorsnede fig. 3. Elk punt van een grenslijn moet men door een connode verbonden denken met een punt van de andere grenslijn van het tweefazengebied. Slechts enkele van deze connoden worden getekend. Anders dan in de *T-x*-doorsneden van binaire systemen behoeven deze connoden niet evenwijdig aan elkaar te lopen. Meestal vertonen ze een zekere uitwaaiering.

De ontstaanswijze van een ternair diagram kan men zich wat gemakkelijker voorstellen indien men denkt aan een *dubbel*raakvlak dat onder langs *twee* *G*-oppervlakken wordt doorgerold. Als we zo'n dubbelraakvlak aan b.v. α en β voortrollen in de richting *C*, dan wordt op een gegeven moment ook het γ-oppervlak geraakt en hebben we een drievoudig raakvlak verkregen. Tot hetzelfde drievoudige raakvlak komt men door een dubbelraakvlak aan β en γ, of aan α en γ te laten rollen. De drie zijden van de driehoek *UVW* in fig. 3 zijn de „laatste" connoden van de drie tweefazengebieden $\alpha+\beta$, $\beta+\gamma$ en $\gamma+\alpha$: *UV*, *VW* en *WU*. Voor alle concentraties *binnen* de driehoek *UVW* is — bij de temperatuur in kwestie — de stabielste toestand een evenwicht van drie fazen waarvan de samenstelling wordt gegeven door *U*, *V* en *W*. Het *G*-oppervlak van α, β, γ en hun stabiele heterogene combinaties bestaat in dit geval dus uit een vlakke driehoek, drie regelvlakken (waarop in elk punt één rechte lijn getrokken kan

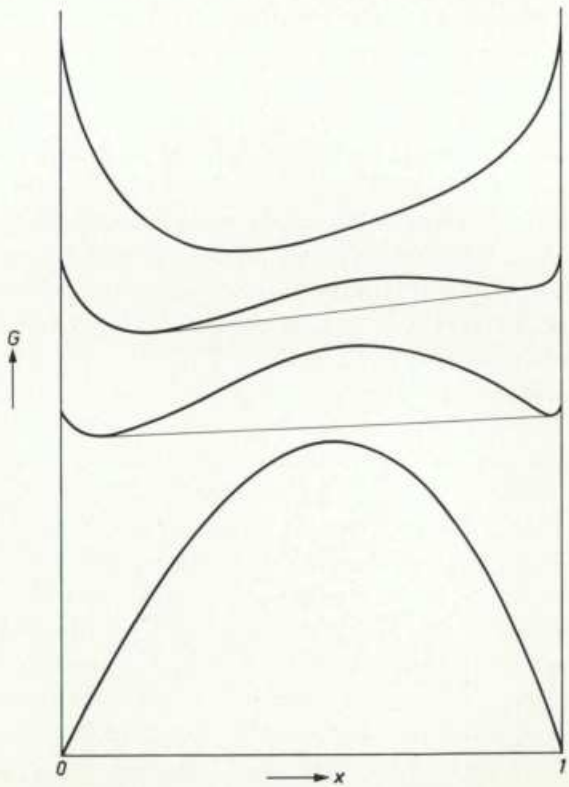


Fig. 4. Verandering in de mengbaarheid als functie van de temperatuur, gedemonstreerd aan de verandering van binaire *G-x*-curven. Van beneden naar boven gaande, is de *G-x*-curve telkens berekend voor een hogere temperatuur. Vgl. fig. 17 van deel I. In het onderste geval strekt het ontmenggebied zich uit van $x=0$ tot $x=1$, in het bovenste geval treedt geen ontmenging meer op.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

worden die in het vlak ligt, d.i. een connode) en drie geheel kromme vlakjes.

Laten we nu ook het middendeel van de *G-x-y*-oppervlakken in onze beschouwingen gaan betrekken. De drie „zakken" beantwoordend aan α, β en γ *kunnen* deel uitmaken van één en hetzelfde oppervlak (dat dan in het midden niet „bol" is). In dat geval hebben α, β en γ dezelfde structuur, en we kunnen spreken van ontmenging in dezelfde strikte betekenis van het woord die we daar in de voorgaande delen aan gehecht hebben.

Zoals we weten, neemt in het algemeen de neiging tot ontmenging af indien we de temperatuur verhogen. In *fig. 4*, die gelijk is aan fig. 17 uit I, is dit geïllustreerd door de verandering van de *G-x*-curve van een binair systeem. Is de curve geheel bol geworden (de bovenste curve), dan treedt geen ontmenging meer op. Zo zal ook meestal een *G-x-y*-oppervlak als zojuist bedoeld bij stijgende temperatuur in een geheel bol oppervlak (één zak) overgaan. De isotherme doorsnede geeft dan alleen nog één homogene faze aan.

Beschouwen we thans verschillende tussenvormen. Laat het *G-x-y*-oppervlak niet volkomen bol zijn, maar laat tussen *P* en *Q* een plooi optreden, zie *fig. 5*. In het binaire randsysteem is dan een dubbelraaklijn te trekken, en van daaruit kunnen we een dubbelraakvlak naar achter toe rollen, waarbij ten slotte de raakpunten in *R* samenvallen. Voorbij *R* is het oppervlak geheel bol en zijn er dus geen dubbelraakvlakken aan te brengen. Aan dit *G-x-y*-oppervlak beantwoordt een isotherme doorsnede zoals in *fig. 6*, met een *kritisch punt* in *R*. Zulke plooien behoeven natuurlijk niet tot een zijde beperkt te blijven, en zo kan een diagram ontstaan met twee of drie afzonderlijke ontmenggebieden, elk eindigend in een kritisch punt. Plooien die van het ene randsysteem tot het andere reiken, doen een band ontstaan, zie *fig. 7a*. Een plooi, of liever een indeuking in het oppervlak die nergens de randen bereikt, geeft een ontmenggebied dat begint en eindigt in een kritisch punt (fig. 7*c*). Dan hebben we nog de mogelijkheid van een

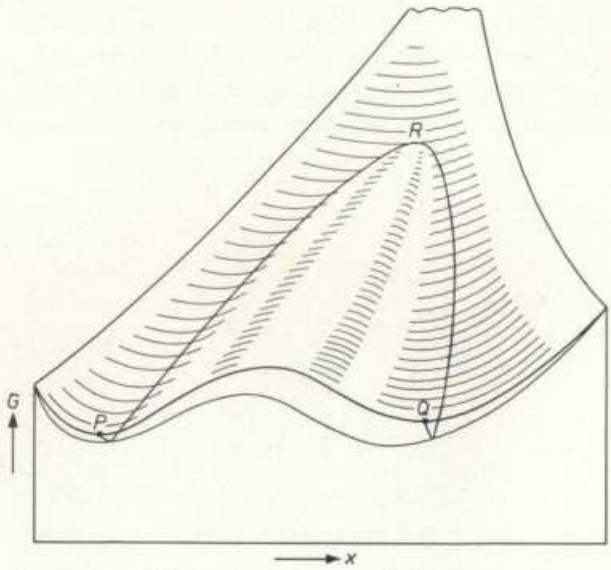


Fig. 5. Perspectivische schets van een gedeelte van een *G-x-y*-oppervlak met een plooi aan de rand. De kromme *PRQ* wordt beschreven door de raakpunten van een dubbelraakvlak dat we langs de onderkant van het oppervlak rollen. In *R* vallen de twee raakpunten samen.

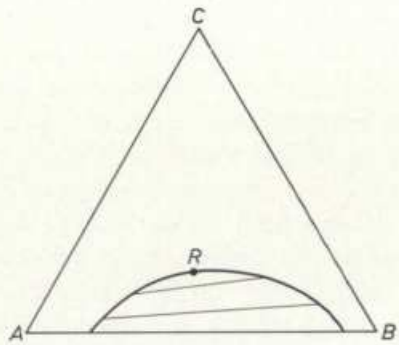


Fig. 6. Isotherme doorsnede, beantwoordend aan het *G-x-y*-diagram van fig. 5. De raakpunten, uitgezet in de isotherme doorsnede, vormen de grens van een ontmenggebied met *R* als kritisch punt.

diagram met een driefazendriehoek en twee ontmenggebieden met kritisch punt, zie *fig. 8*.

Bij het tonen van deze variaties in het type van de isotherme doorsnede hebben we ons nog steeds

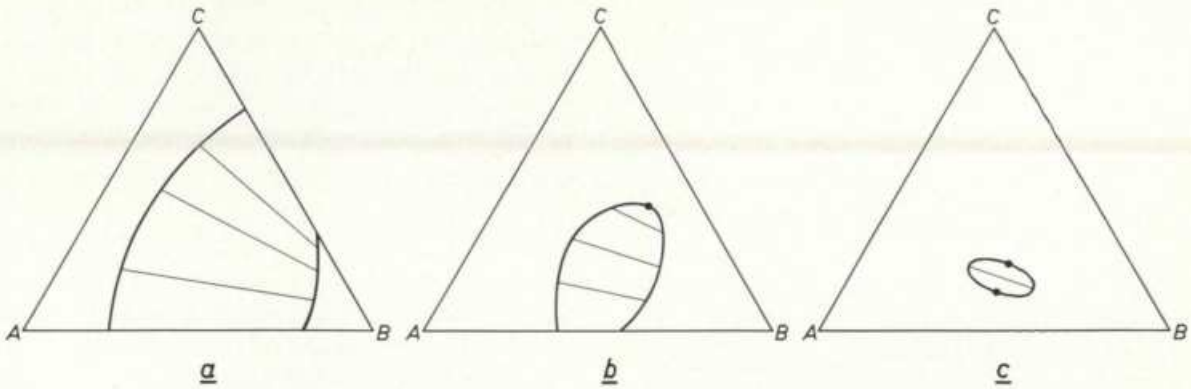


Fig. 7. Drie isotherme doorsneden van éénzelfde systeem verkregen bij een telkens hogere temperatuur. *a*) Ontmenggebied in de vorm van een band. *b*) Ontmenggebied aan een rand. Anders dan bij het type ontmenggebied in fig. 6, neemt de onderlinge mengbaarheid van *A* en *B* af bij toevoeging van een weinig *C*. *c*) Gesloten ontmenggebied, met twee kritische punten.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

beperkt tot het geval dat er slechts van één aaneengesloten G-x-y-oppervlak sprake is. Indien we verschillende van zulke oppervlakken, behorende tot verschillende fazen, door elkaar heen laten lopen, is het aantal

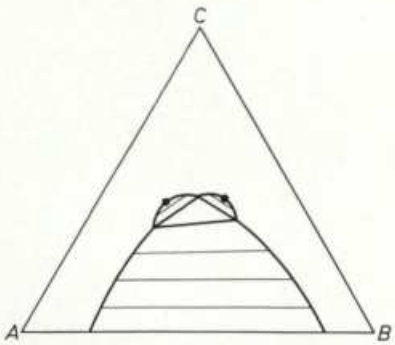


Fig. 8. Ontmenggebied met driefazendriehoek en twee kritische punten.

variatiemogelijkheden vrijwel onuitputtelijk. We kiezen hieruit slechts enkele van de meest belangrijke typen.

We beschouwen eerst de mogelijkheid dat een vierde (of zelfs een vijfde, zesde enz.) faze aanwezig is. *Fig. 9* geeft hiervan een beeld. Wat *fig. 10* betreft, een dergelijke doorsnede kan men hebben bij een temperatuur even boven een (vrij zeldzaam) ternair *smeltpuntsminimum* (vgl. fig. 10 van I voor het binaire analogon). Men stelle zich voor dat het G-x-y-oppervlak van de vaste faze de vorm heeft van een ondiepe schaal. Hierdoorheen prikt een diepere schaal van de vloeibare faze. Men heeft dan een rondlopende serie van dubbelraakvlakken. Verlaagt men de temperatuur, dan zullen bij een bepaalde waarde van de temperatuur de schalen elkaar net raken. In dit smeltpuntsminimum verdwijnen de beide gesloten krommen tegelijk in een punt.

Laten we de isotherme doorsnede in fig. 3 eens nader onder de loep nemen. Het is een diagram dat toegeschreven kan worden aan een systeem van drie vaste

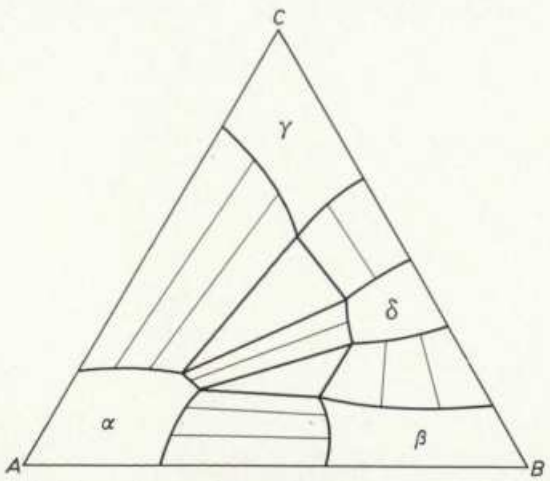


Fig. 9. Isotherme doorsnede met *vier* fazen en twee driefazendriehoeken.

stoffen die bij menging op beperkte schaal mengkristallen vormen en bij verdergaande menging evenwichten van twee of drie fazen. Het staat ons vrij nog meer veronderstellingen over het systeem te maken, b.v. dat elk der binaire randsystemen van het eutectische type is (vgl. fig. 12 in deel I). Dit impliceert dan dat de isotherme doorsnede bij een temperatuur is genomen die lager is dan de laagste van de drie eutectische temperaturen — anders zou zeker ook een vloeibare faze in het diagram voorkomen. Wat ons nu interesseert is, hoe een dergelijk diagram van karakter verandert als we de temperatuur zo verhogen dat ook de vloeibare faze stabiel wordt, d.w.z. hoe het diagram er uit gaat zien boven die temperatuur waarbij het G-oppervlak van de vloeibare faze voor het eerst contact krijgt met het G-oppervlak van α, β en γ en hun heterogene combinaties. Dit oppervlak bestaat, zoals we reeds gezien hebben, uit een vlakke driehoek, drie regelvlakken en drie geheel

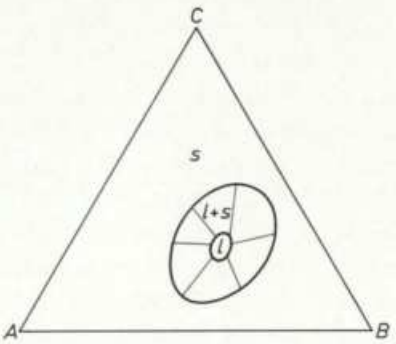


Fig. 10. Isotherme doorsnede bij een temperatuur even boven een ternair smeltpuntsminimum.

kromme vlakjes. Meestal zal het eerste contact met het G-oppervlak van de vloeibare faze in de driehoek plaatsvinden. Bij die temperatuur heeft men een *vier*voudig raakvlak, aan α, β, γ en de vloeibare faze. Er is dan een vierfazenevenwicht ontstaan: in de driehoek UVW ligt dan een punt dat de samenstelling aangeeft van een *ternair eutecticum*, dat door drie connoden met de punten U, V en W verbonden is. Laten we de temperatuur nog iets stijgen, dan breekt het G-oppervlak van de vloeibare faze door de $(\alpha + \beta + \gamma)$-driehoek heen. Er zijn nu geen stabiele evenwichten $\alpha + \beta + \gamma$ meer. In plaats daarvan hebben we de drie nieuwe fazenevenwichten: $\alpha + \beta + l$, $\beta + \gamma + l$ en $\gamma + \alpha + l$, zie *fig. 11a*.

Indien er zich geen complicaties voordoen, gaan deze driefazenevenwichten bij verdere verhoging van de temperatuur de een na de andere over in binaire evenwichten. Is de eutectische temperatuur van het systeem A-B lager dan die van de beide andere randsystemen, dan hebben we bij deze temperatuur een doorsnede als in fig. 11*b*. Het gebied van de vloeistof heeft hier juist de zijde A-B bereikt, en de driefazendriehoek $\alpha + \beta + l$

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

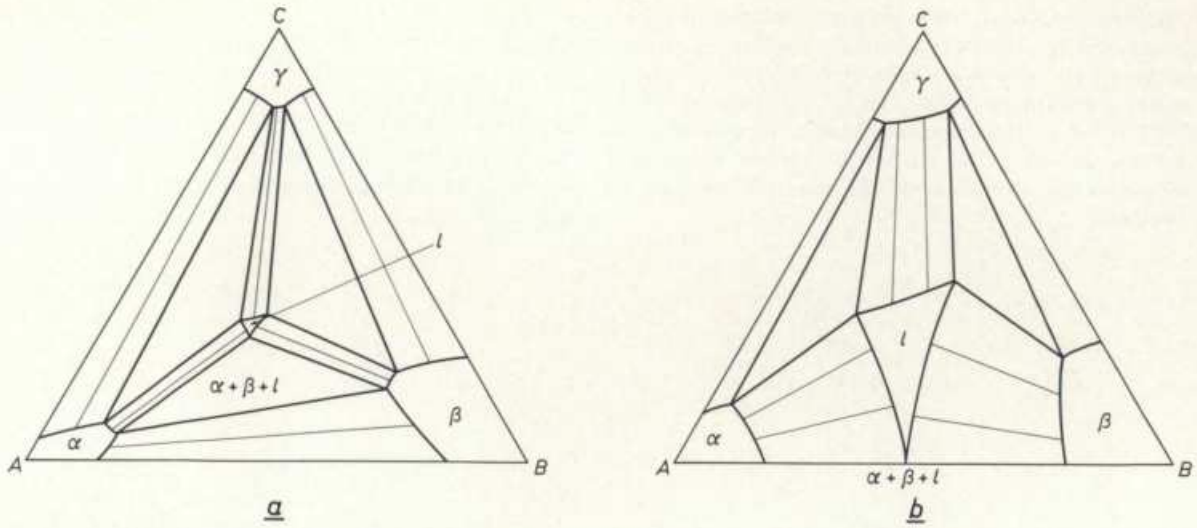


Fig. 11. *a*) Isotherme doorsnede van een systeem als dat van fig. 3, maar dan boven de ternaire eutectische temperatuur. *b*) Bij de temperatuur van het binaire eutecticum van *A-B*.

is gedegenereerd tot het binaire driefazenevenwicht $\alpha + \beta + l$.

Bij het hierboven besproken vierfazenevenwicht lag een van de concentratiepunten in de driehoek, gevormd door de drie overige. De andere mogelijkheid is dat de vier punten op een vierhoek liggen. Om het ontstaan van een dergelijk vierfazenevenwicht te begrijpen, kijken we naar fig. 9. Gemakshalve nemen we de minima der *G*-oppervlakken van enerzijds α en δ en anderzijds β en γ even hoog, en dit bij elke beschouwde *T*-waarde. (We mogen dit doen omdat de verschillen in *G* tussen *A*, *B* en *C*, mits *A*, *B* en *C* niet in elkaar omzetbaar zijn, geen betekenis hebben, en dus vrijelijk te kiezen zijn.) In fig. 9 liggen de minima van α en δ lager dan die van β en γ, en dus kunnen we het dubbelraakvlak aan α en δ tussen twee eindstanden rollen, waarbij enerzijds β en anderzijds γ als derde faze geraakt wordt. Nu veranderen we de temperatuur en we nemen aan dat hierbij de minima van de *G*-oppervlakken van β en γ dalen ten opzichte van die van α en δ. Bij een gegeven temperatuur krijgen we dan een vervoudig raakvlak. Het tweefazengebied $\alpha + \delta$ is hierbij gedegenereerd tot een diagonaal van de raakpuntsvierhoek. Veranderen we *T* nu nog verder, dan komen de *G*-minima van β en γ lager te liggen dan die van α en δ. De andere diagonaal van de vierhoek ontwikkelt zich hierbij tot een tweefazengebied $\beta + \gamma$. De beide driefazengebieden $\alpha + \delta + \gamma$ en $\alpha + \delta + \beta$ zijn nu niet meer stabiel, maar $\beta + \gamma + \alpha$ en $\beta + \gamma + \delta$ zijn er voor in de plaats gekomen.

Hiermede hebben we enige belangrijke grondtypen van isotherme doorsneden behandeld.

Mogelijke lotgevallen van ternaire driefazenevenwichten

Er zijn vijf manieren waarop een ternair driefazenevenwicht bij veranderende temperatuur kan beginnen (of eindigen):

A: het is van meet af aan (dus reeds bij $T = 0$) aanwezig;

B: aan een zijkant: veranderend in een binair driefazenevenwicht (b.v. eutecticum);

C: in een vierfazenevenwicht; hier komen 3 + 1 of 2 + 2 driefazenevenwichten samen;

D: in een „kritisch eindpunt";

E: in een *T*-minimum of -maximum (b.v. smeltpuntsminimum).

Een nadere beschouwing hiervan stelt ons in de gelegenheid nog niet behandelde typen diagrammen te bespreken; het volgen van de overgangen van driefazenevenwichten zal ons verder leiden tot overzichtelijke schema's van ternaire systemen, zie Aanhangsel I.

Op A, B en C hoeven we niet meer in te gaan. In het geval D komt een driefazendriehoek aan zijn eind doordat twee van de drie hoekpunten gaan samenvallen, waardoor de driehoek degenereert tot een connode tussen een kritisch punt en een gewone faze; zie *fig. 12a* en *b*. Men denke zich een drievoudig raakvlak aan de plooi in fig. 5 en een ander, meer naar achter gelegen

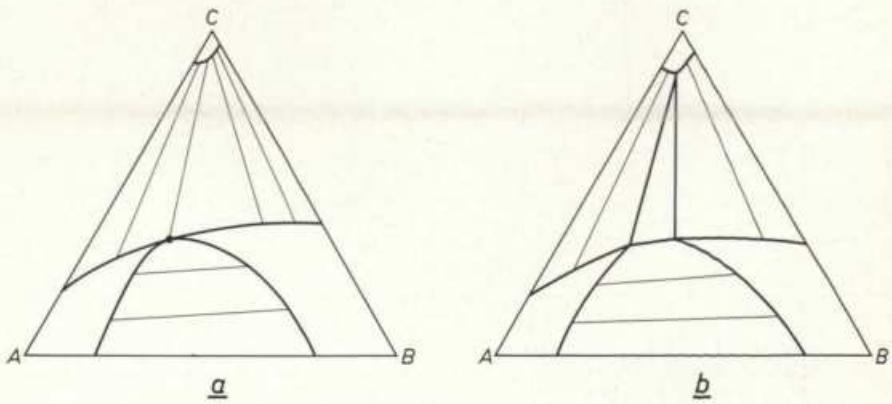


Fig. 12. Twee ontmenggebieden die elkaar ontmoeten in een kritisch punt. Uit een connode in *a* ontstaat bij iets hogere temperatuur de driefazendriehoek in *b*.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

(niet getekend) oppervlak. Het kritische punt R is nu niet stabiel. We veranderen T, waarbij de plooi slechts kwalitatief verandert. Komt het andere oppervlak relatief hoger te liggen, dan zullen de beide raakpunten op de plooi elkaar naderen en bij een bepaalde T in het kritische punt samenvallen. Veranderen we de temperatuur nu nog verder, dan zijn de „randen" van de plooi geheel stabiel geworden, en komen de beide tweefazengebieden los van elkaar.

A′: bij $T = 0$;
B′: in een unair tweefazenevenwicht (smeltpunt, overgangspunt);
C′: in een driefazenevenwicht; hier komen $2 + 1$ tweefazenevenwichten samen;
D′: in een kritisch punt;
E′: in een T-minimum of -maximum.

Het in *fig. 16* afgebeelde systeem Zr-Ta vertoont alle vijf mogelijkheden.

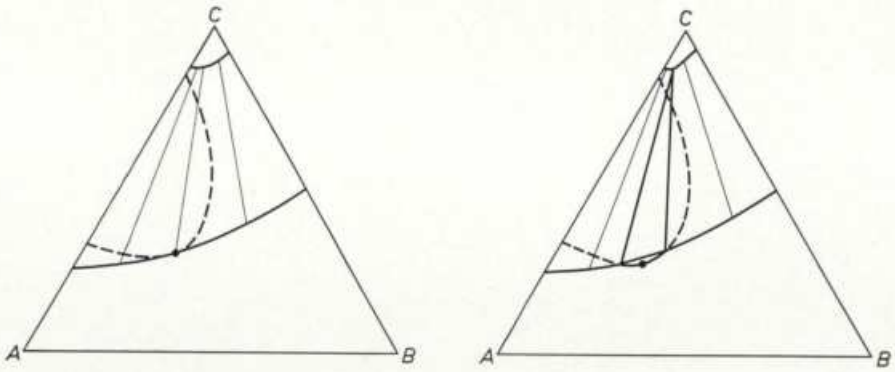


Fig. 13. Pendant van fig. 12 met metastabiel ontmenggebied.

In *fig. 13* is het pendant hiervan gegeven: hier is van het ontmenggebied het kritische punt juist het langst stabiel.

In het geval E verschijnen tegelijkertijd twee driefazendriehoeken, samen uit een connode. Dit geval doet zich o.a. voor als — bij temperatuurverandering — een nieuwe faze het eerst stabiel verschijnt in een tweefazengebied, als een punt op een connode. Even later krijgen we dan *fig. 14*.

Het pendant van fig. 14 zien we in *fig. 15*. De beide driehoeken $\alpha + \beta + \gamma$ hebben hier de stompe toppen van elkaar afgewend. Fig. 15*b* stelt een doorsnede voor bij de temperatuur waar de beide driehoeken verdwijnen, in de laatste connode $\alpha + \beta$. Veranderen we T nog wat verder, dan komen de tweefazengebieden $\alpha + \gamma$ en $\beta + \gamma$ los van elkaar.

We willen er nog op wijzen dat *binaire tweefazenevenwichten* ook op vijf manieren kunnen beginnen bij temperatuurverandering, vergelijkbaar met de bovengenoemde gevallen A t/m E.

De verticale doorsnede

Fig. 17 geeft een verticale doorsnede van een systeem van hetzelfde type als waarvan we isotherme doorsneden gaven in de fig. 3, 11*a* en *b*. Deze doorsnede van het driezijdig T-x-y-prisma is een middelloodvlak op de lijn AC. Van een mengsel met b.v. 60 at.% B, 20 at.% A en 20 at.% C (zie stippellijn) kunnen we nu de heterogene opbouw als functie van de temperatuur aflezen: met afnemende temperatuur bestaat het mengsel resp. uit l, $l + \beta$, $l + \beta + \gamma$, $l + \alpha + \beta + \gamma$ (bij de vierfazentemperatuur) en $\alpha + \beta + \gamma$.

In tegenstelling tot een T-x-diagram van een binair

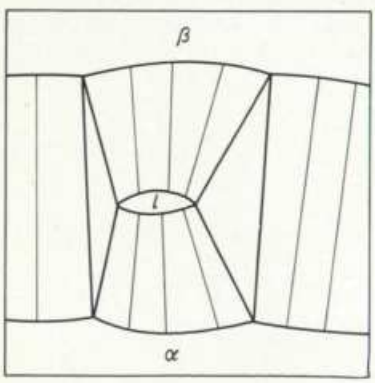


Fig. 14. Twee driefazendriehoeken $\alpha + \beta + l$ ontstaan bij temperatuurverandering uit een connode $\alpha + \beta$, waarop bij een bepaalde temperatuur een vloeistofpunt verschenen is.

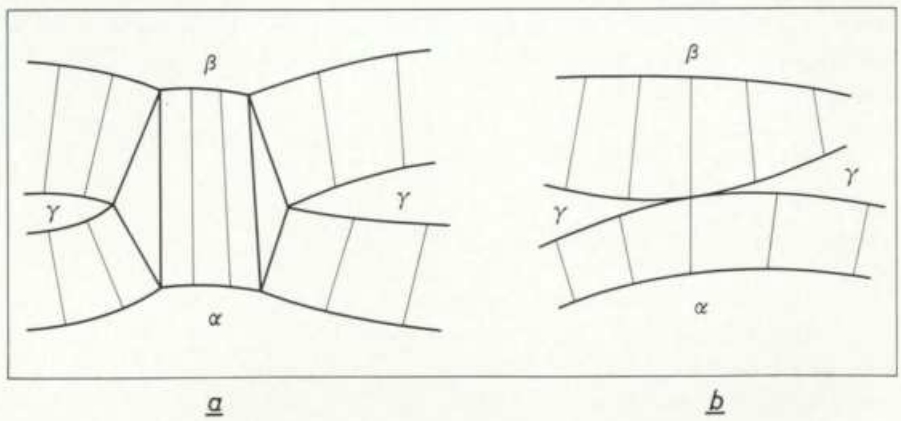


Fig. 15. Het pendant van fig. 14. Twee driefazendriehoeken (*a*) ontstaan uit twee in elkaars verlengde gelegen connoden (*b*).

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

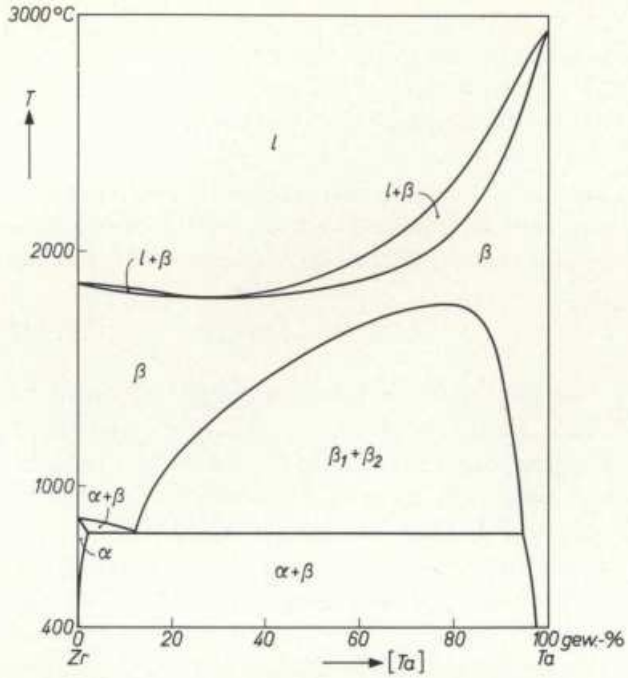


Fig. 16. Het toestandsdiagram van het systeem Zr-Ta.

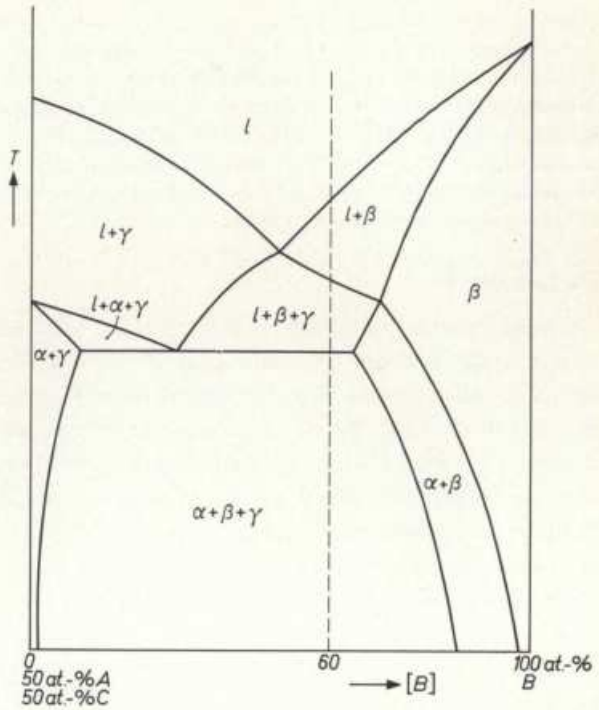


Fig. 17. Verticale doorsnede door een systeem van het type van fig. 11*a* en *b*, volgens het middelloodvlak van *AC*.

systeem kunnen we hierin *niet* de samenstelling van de coëxisterende fazen aflezen, en dus ook niet de hoeveelheid van elke faze. Dit wordt begrijpelijk als we bedenken dat de doorsnede de connoden in het algemeen onder een hoek snijdt. De samenstellingen der coexisterende fazen liggen als het ware ter weerszijden van het vlak van het papier, en ze variëren op voor ons onbekende wijze met de molfractie *B*.

Het ternaire ruimtediagram

In *fig. 18* is een driedimensioneel *T-x-y*-diagram afgebeeld met een ternair eutecticum. Het vierfazenevenwicht is bepaald door *vier* bij elkaar horende *punten*, de concentraties *K*, *L*, *M* en *N* van resp. de fazen α, β, γ en l. Een driefazenevenwicht is bepaald door *drie* bij elkaar horende (gelijk gekleurde) *lijnen*, een tweefazenevenwicht door *twee* bij elkaar horende *vlakken*, die men door connoden verbonden moet denken, en een éénfazegebied door een *driedimensioneel lichaam*. Genoemde vlakken, lijnen en punten zijn grensvlakken, ribben en hoekpunten van de éénfazelichamen. We moeten wel bedenken dat „twee bij elkaar horende vlakken" soms continu in elkaar kunnen overlopen via een kritische lijn (vgl. de isotherme doorsnee fig. 6). Zo kunnen ook b.v. twee van „drie bij elkaar horende lijnen" continu in elkaar overgaan (vgl. blz. 233, geval D).

Diagrammen in drie (of meer!) dimensies hebben hun praktische bezwaren, en daarom zal men graag met projecties werken. Terwijl b.v. in het op blz. 228 genoemde binaire vierfazenevenwicht

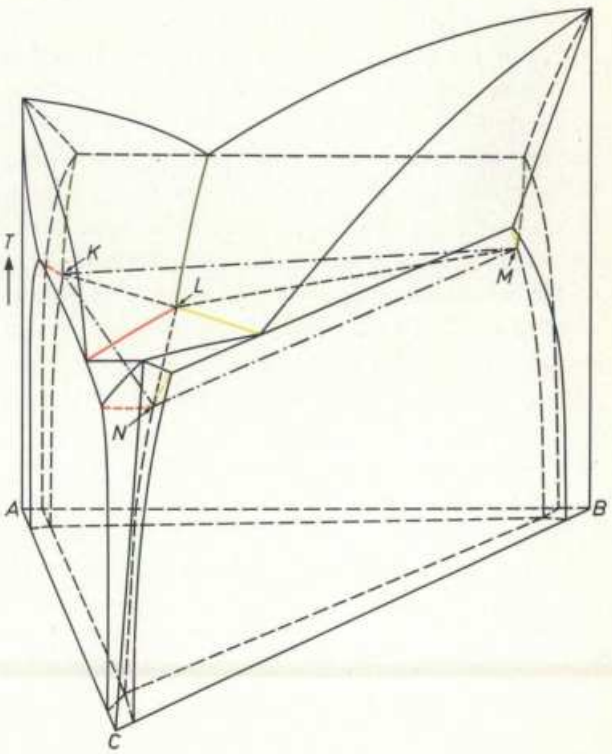


Fig. 18. *T-x-y*-diagram met ternair eutecticum. De punten *K*, *L*, *M* en *N* geven de concentraties aan van de vier fazen die bij de eutectische temperatuur met elkaar in evenwicht zijn. De concentraties van de mogelijke driefazenevenwichten met vloeistof vindt men op *lijnen* (geel, rood en groen), de concentraties van de mogelijke tweefazenevenwichten vormen *vlakken* en de concentraties van de homogene fazen vormen *driedimensionele lichamen*.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

in het systeem acetonitril-water de vier fazen verschillende samenstellingen hebben, zijn p en T noodzakelijkerwijs hetzelfde. Projectie op het p-T-vlak geeft dus een vierfazenpunt, waarin vier driefazenlijnen samenkomen. Evenzo wordt een ternair vijffazenevenwicht — dat mogelijk is als we de druk niet constant houden, zie hieronder — een punt in de p-T-projectie, waar vijf vierfazenlijnen elkaar ontmoeten. Men vergelijke dit punt met het welbekende tripelpunt in een unair systeem.

De fazenregel

Uit het vorige hoofdstuk is duidelijk dat voor een ternair systeem onder constante druk de som van het aantal vrijheidsgraden F en het aantal fazen P vier is, dus $F + P = 4$. Zonder de restrictie van een constante druk is $F + P = 5$. Immers, de in dat hoofdstuk genoemde vlakken, lijnen en punten verschuiven als we de druk waarvoor fig. 18 geldt, veranderen. Noemen we het aantal componenten van een systeem C, dan is het bovenstaande niets anders dan de bekende fazenregel:

$$F + P = C + 2. \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$

Dit is een nuttige regel, maar het is ons inziens onjuist hem als de fundamentele wet van de fazenleer op te vatten. Er zijn trouwens uitzonderingen op, zoals uit de volgende beschouwingen moge blijken.

Rollen we een dubbelraakvlak op de beschreven wijze langs twee G-x-y-oppervlakken (bij constante p en T), dan kan op een gegeven moment een derde oppervlak geraakt worden, maar het zou wel heel toevallig zijn als er *tegelijk* een vierde geraakt wordt: dit komt, zoals b.v. bij fig. 11 besproken werd, slechts tot stand bij één bepaalde T (of p). Hebben we echter spiegelbeeldisomeren als componenten, dan kan een systeem rigoureus symmetrisch zijn en is het optreden van een ternair vierfazenevenwicht in een *eindig* p-T-gebied wèl mogelijk. Een eenvoudig voorbeeld van het niet opgaan van de fazenregel is het optreden van het tweefazengebied links-kwarts + rechts-kwarts in het unaire systeem SiO_2.

Het gebruik van vergelijking (1) om het aantal vrijheidsgraden F te berekenen stuit soms op moeilijkheden omdat men niet zeker is van het aantal componenten C. Of het systeem acetaldehyde-paraldehyde-water zich ternair gedraagt of binair [3], zal juist moeten blijken uit een experimenteel gevonden aantal vrijheidsgraden. Is dit in een tweefazengebied drie, dan concludeert men dat $C = 3$; vindt men echter $F = 2$, dan moet $C = 2$ zijn. Na invullen van C in vergelijking (1) kan men vervolgens F berekenen voor verschillende waarden van P. In feite heeft men dan niet (1) gebruikt, maar:

$$F + P = \text{constant}. \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (2)$$

Op blz. 26 van deel I is reeds gezegd dat als omzettingen (tussen isomeren) „halfslachtig" verlopen, de normale toepassing van thermodynamica en fazenleer niet goed meer mogelijk is. De beschikbare tijd, het aanwezig zijn van katalytisch werkende verontreinigingen en de temperatuur kunnen dan van invloed zijn op het effectieve aantal componenten. Het bovengenoemde systeem acetaldehyde-paraldehyde-water zou zich b.v. bij lage temperatuur ternair en bij hoge temperatuur meer binair kunnen gedragen.

Los van de kinetica kan C in sommige gevallen twijfelachtig zijn in verband met (moeilijk aantoonbare) afwijkingen van de stechiometrische samenstelling.

Deze moeilijkheden, en ook het feit dat druk en/of temperatuur vaak constant worden gehouden, maken het gebruik van (2) in plaats van (1) aanbevelenswaardig.

Ter illustratie van de moeilijkheid om de waarde van C vast te stellen, beschouwen we de in de inleiding genoemde systemen NaCl-NaBr-NaI en NaCl-NaBr-KBr-KCl. Men kan deze ternaire systemen opvatten als doorsneden van de quaternaire systemen: $Na\text{-}Cl_2\text{-}Br_2\text{-}I_2$ resp. $Na\text{-}K\text{-}Cl_2\text{-}Br_2$. In deze systemen hebben we drie concentratievariabelen, en we kunnen deze — bij constante p en T — uitzetten langs ribben van een tetraëder. Als gevolg van de eis dat de som van de metaalatomen gelijk moet zijn aan die van de halogeenatomen wordt de tetraëder in het eerstgenoemde voorbeeld gesneden volgens een gelijkzijdige driehoek, in het andere geval volgens een vierkant (*fig. 19*). Dat de doorsnede in het ene geval een driehoek is en in het tweede geval een vierkant maakt niets uit voor de vraag of we hier met een ternair systeem te doen hebben. In beide gevallen zijn er twee onafhankelijk variabelen, in het eerste geval uitgezet onder een hoek van 60°, in het tweede geval onder een hoek van 90°. Wat beslist

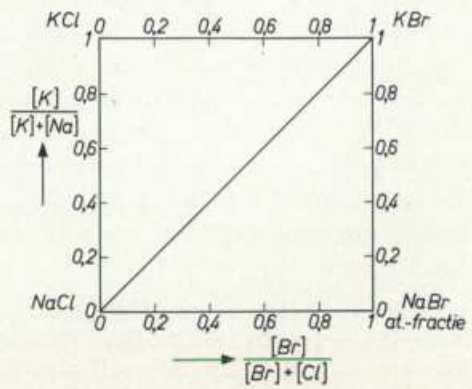


Fig. 19. Isotherme doorsnede van het systeem NaCl-KCl-NaBr-KBr in de vorm van een vierkant. Het systeem is ternair, aangezien het beschreven kan worden met twee onafhankelijke concentratievariabelen. Men kan ook tot het ternair zijn van dit systeem besluiten uit het feit dat we door menging van drie componenten alle voorkomende samenstellingen van het systeem kunnen verkrijgen. Elk drietal van de vier beschouwde verbindingen kan hiervoor gekozen worden. De helft van het systeem moet dan echter beschreven worden met behulp van *negatieve* concentraties.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

of het systeem ternair is of niet, is of elke connode van het systeem ook werkelijk in de doorsnede ligt. Dat wil namelijk zeggen dat de eis van een gelijk aantal metaalatomen en halogeenatomen voor elke afzonderlijke faze geldt (en niet alleen voor het heterogene mengsel in zijn geheel). In onze beide halogenidesystemen zal dat praktisch wel het geval zijn. In allerlei oxides en sulfides komen echter afwijkingen van de stechiometrie voor, soms moeilijk aantoonbaar, zoals bij NiO, soms sterk uitgesproken, zoals bij wüstiet (b.v. $Fe_{0,9}O$). Deze afwijkingen hangen samen met het aanwezig zijn van driewaardig Ni en Fe naast de tweewaardige metalen.

Verificatie van ternaire diagrammen; de regel van Schreinemakers

De verificatie van een ternair diagram is geen eenvoudige zaak. Slechts op enkele plaatsen biedt het diagram aanknopingspunten voor een snelle controle. Bij isotherme doorsneden lette men op de hoekpunten van driefazendriehoeken, en in het bijzonder op de wijze waarop de grenslijnen van de homogene gebieden daar samenkomen (zie b.v. het hoekpunt U in fig. 3).

In de eerste plaats geldt dat de hoek die de beide grenslijnen insluiten, nooit groter dan 180° mag zijn. Deze eis — die geheel analoog is aan het op blz. 19 van deel I genoemde kenmerk van knikken bij een binair driefazenpunt — is niet moeilijk te begrijpen. Een tweefazenevenwicht $\alpha + \beta$ is metastabiel ten opzichte van vorming van γ in dat gebied waar het dubbelraakvlak aan de G-x-y-oppervlakken van α en β dóór dat van γ heen snijdt. We moeten het raakvlak aan α uit een dergelijke stand terugrollen om het aan γ te laten raken. Volgen we een rechte in het homogene α-gebied, te beginnen bij het hoekpunt, dan ontmoeten we de stabiele grens α-$(\alpha + \gamma)$ (hier wordt γ geraakt) dus eerder dan het verlengde van de grenslijn α-$(\alpha + \beta)$ (hier wordt γ gesneden). De „verboden" situatie: éérst een ontmoeting van het metastabiele gedeelte van de grenslijn α-$(\alpha + \beta)$ en dan pas van de stabiele grens α-$(\alpha + \gamma)$, zou ontstaan als de hoek ingesloten door de beide *stabiele* grenslijnen groter dan 180° zou zijn. Waarmee het verlangde bewijs dat de beschouwde hoek kleiner dan 180° moet zijn, geleverd is.

Het gebied waar het verlengde van de α-$(\alpha + \beta)$-grens binnenloopt, kan zijn òf het tweefazengebied $(\alpha + \gamma)$, òf de driefazendriehoek $(\alpha + \beta + \gamma)$. Er is nu een *tweede* algemene regel, die zegt dat de metastabiele verlengden van α-$(\alpha + \beta)$ en α-$(\alpha + \gamma)$ òf allebei, òf geen van beide de driefazendriehoek binnenlopen. Dit is de bekende *regel van Schreinemakers*.

Tegen de regel van Schreinemakers wordt nogal eens gezondigd — bij het uitwerken van diagrammen waarvan een aantal meetpunten bekend is, en bij het schetsen van denkbeeldige diagrammen —, zelfs in overigens goede leerboeken, zij het dan ook impliciet. Zo vindt men vaak een figuur als *fig. 20a*, die twee tweefazengebieden te zien geeft, elkaar ontmoetend in een kritisch punt. Schreinemakers heeft er reeds op gewezen dat in dat geval de elkaar rakende krommen in het kritische punt dezelfde kant op gekromd moeten zijn [4]. Dit is het gemakkelijkst als volgt in te zien. Door verandering van de temperatuur kunnen we de krommen in de isotherme doorsnee elkaar laten snijden. Het kritische punt is dan metastabiel geworden en er is een smalle driefazendriehoek ontstaan (fig. 20*b*). Aan de regel van Schreinemakers is dan echter niet voldaan. Men zie voor de correcte diagrammen fig. 12*a* en *b*.

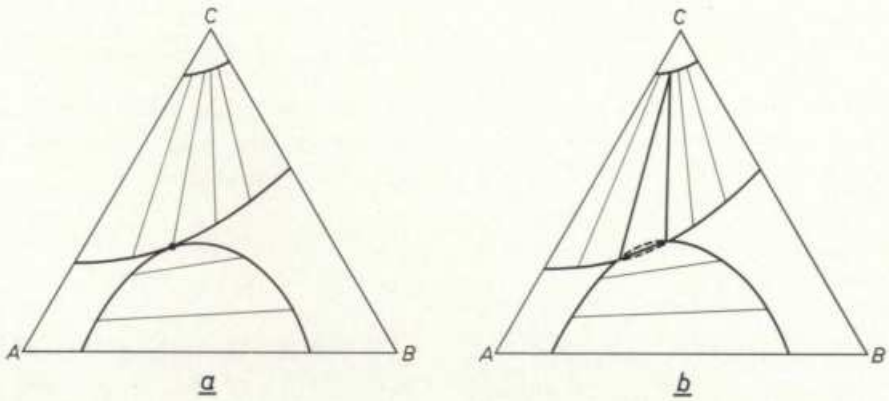


Fig. 20. *a*) Twee tweefazengebieden die elkaar ontmoeten in een kritisch punt. De elkaar rakende grenzen van de tweefazengebieden zijn hier met een verkeerde kromming ten opzichte van elkaar getekend, zoals blijkt uit *b*) hetzelfde diagram bij iets hogere temperatuur: het voldoet niet aan de regel van Schreinemakers. Voor de correcte diagrammen zie fig. 12*a* en *b*.

[3] Zie blz. 26 in I.
[4] H. W. Bakhuis Roozeboom, Die heterogenen Gleichgewichte, Brunswijk 1913, deel III, **2**, blz. 119.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Afleiding van de regel van Schreinemakers

We achten het instructief de regel van Schreinemakers hier af te leiden, ook al omdat dit zelden in de leerboeken gebeurt.

In *fig. 21*, deel van een isotherme doorsnede, zijn de lijnen door P en R en door Q en S de grenslijnen van een tweefazengebied $\alpha + \beta$. De connoden PQ en RS zijn in de figuur onderbroken; men moet zich voorstellen dat PR en QS oneindig klein zijn ten opzichte van PQ. Daarom zijn PQ en RS als evenwijdig te beschouwen. We denken ons in het vlak van het papier een dubbelraakvlak dat in P aan de „zak" van het G-x-y-vlak van α raakt

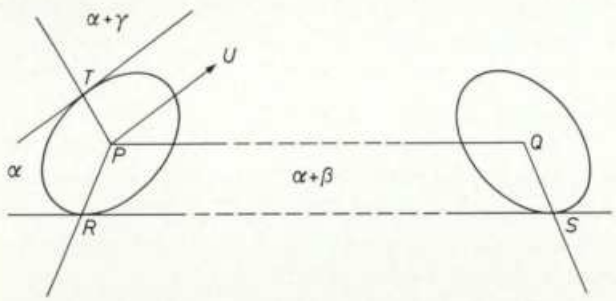


Fig. 21. Ter afleiding van de regel van Schreinemakers.

en in Q aan dat van β. Onder een kleine hoek moeten we ons dan een tweede dubbelraakvlak denken dat in R en S aan de zakken raakt. Evenwijdig aan het eerste dubbelraakvlak kunnen we een vlak aanbrengen dat de zakken van de α- en β-oppervlakken snijdt volgens ellipsjes [5] met P en Q als middelpunten en dat het tweede dubbelraakvlak snijdt volgens de connode RS. Deze laatste *raakt* dus aan beide ellipsen.

Laat PQ nu een zijde van een driefazendriehoek PQU zijn. Vanuit P loopt nu nòg een lijn, die de grens α-$(\alpha + \gamma)$ weergeeft, de lijn door T. De raaklijn aan de ellips in T is evenwijdig aan de driefazendriehoekszijde PU, zoals ook de raaklijn in R evenwijdig is aan PQ. De regel van Schreinemakers is zo teruggebracht tot een betrekking die moet gelden tussen de richtingen van twee willekeurige raaklijnen aan een ellips en van de verbindingslijnen van de raakpunten met het middelpunt van de ellips.

Het analytisch-geometrische bewijs van de stelling in deze vorm is niet moeilijk. We willen het ons hier nog gemakkelijker maken. Niemand kan ons verbieden de x- en de y-as van de concentratievariabelen in de richting van de ellipsassen te kiezen, en de schalen langs de assen zo te kiezen dat de ellips een cirkel wordt. Dan eindigen de beide grenzen van het α-gebied loodrecht op de bijbehorende fazendriehoekszijden. Is de α-hoek van de driefazendriehoek stomp, dan lopen beide grenzen bij verlenging die driehoek binnen; is de hoek echter scherp, dan lopen beide grenzen voor de driehoek langs. Transformeren we de cirkel weer in de oorspronkelijke ellips, dan veranderen wel de hoeken, maar niet de volgorde van de vier richtingen. Het zal ook duidelijk zijn dat de geldigheid van de regel van Schreinemakers onafhankelijk is van het gebruik van gewichtsprocenten of molfracties, en van rechthoekige coördinaten of van coördinaten onder een hoek van 60°.

De regulaire benadering

We zouden een ternair toestandsdiagram kunnen uitrekenen als we over analytische uitdrukkingen voor de G van de optredende fazen beschikken. Dergelijke uitdrukkingen kunnen slechts benaderingen zijn en de hoeveelheid rekenwerk is veelal prohibitief. Toch kan men in deze richting wel wat bereiken. Een interessant en voor de praktijk zeer belangrijk probleem is het volgende: in hoeverre kan men de ruwe trekken van een onbekend ternair systeem voorspellen aan de hand van bekende gegevens der binaire randsystemen?

We kijken eerst alleen naar ontmenging in fazen van gelijksoortige structuur, dus b.v. naar ontmenggebieden in de vloeibare toestand. Dan hebben we met slechts één G-x-y-oppervlak te maken bij elke temperatuur. Het eenvoudigste is de zg. *regulaire benadering*:

$$\begin{aligned} G &= H - TS \\ &= axy + bxz + cyz + RT(x \ln x + y \ln y + z \ln z), \end{aligned} \quad \ldots \quad (3)$$

waarin x, y en z $(= 1 - x - y)$ de molfracties van de drie componenten zijn. Voor de binaire randsystemen — die men krijgt door b.v. $z = 0$ te stellen — krijgen we de vergelijking (1) van deel II:

$$G = ax(1 - x) + RT\{x \ln x + (1 - x) \ln (1 - x)\}. \quad (4)$$

Als a positief is, leidt deze benadering tot een symmetrisch ontmenggebied, gegeven door vergelijking (2) van deel II:

$$T = \frac{a(1 - 2x)}{R \ln \dfrac{1 - x}{x}}. \quad \ldots \ldots \quad (5)$$

De regulaire benadering (verg. 3) is dus een ingrijpende stilering en men kan er alleen semi-kwantitatief succes van verwachten. Wat men eigenlijk doet, is: parameters a, b en c voor de energetische wisselwerking van de drie soorten molecuul- of atoomparen uit de binaire systemen halen en in de ternaire vergelijking substitueren. Om de behandeling algemener te maken, zou men elke binaire faze door (minstens) *twee* parameters moeten karakteriseren, dus een mengenthalpie introduceren van de vorm:

$$H = px^2y + qxy^2. \quad \ldots \ldots \quad (6)$$

Voor $p = 3a$ en $q = 2a$, en $y = 1 - x$, krijgt men vergelijking (3) van deel II, waarmee het asymmetrische ontmenggebied in fig. 4 van dat deel verkregen werd. Verg. (6) betekent in feite dat energetische wisselwerkingen van *drietallen* atomen, maar nog steeds van telkens *twee* atoomsoorten, bij elkaar opgeteld worden. Voor het ternaire systeem hoort er dan logischerwijze ook een term met xyz op te treden; de daarbij behorende parameter is natuurlijk niet uit de binaire randsystemen te halen. Voor ons doel — voorspellingen te doen voor het ternaire systeem — zal men daarom toch niet ver komen met een verfijnde aanpassing van de formules voor de randsystemen.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

De regulaire benadering blijkt voor dit doel reeds behoorlijk te voldoen. Door variëren van de waarden a/RT, b/RT en c/RT kan men allerlei mogelijke ternaire diagrammen berekenen, en in vele gevallen kan een kwalitatieve overeenstemming met het experimenteel bepaalde diagram vastgesteld worden. We zullen dit slechts in grote lijnen behandelen, en voor een gedetailleerde beschouwing naar de literatuur verwijzen [6].

Het verkrijgen van een systematisch overzicht van de diagrammen voor de verschillende a, b, c-parametercombinaties — waarvoor de lezer naar het aangehaalde artikel zij verwezen — wordt vergemakkelijkt door het onderzoek van de isotherme spinodalen. Ook voor het bovengenoemde asymmetrische binaire systeem is de spinodale vergelijking (blz. 60 van deel II) véél eenvoudiger dan de vergelijkingen (6) en (7) (deel II), die *samen* het ontmenggebied beschrijven. Evenals in fig. 4 van deel II geeft de spinodale vergelijking in ternaire systemen aan in welk temperatuurgebied ontmenging optreedt, en ook zijn er kritische punten uit af te leiden.

Ontmenggebieden aan de rand

Is $RT < \frac{1}{2}a$, dan is er een ontmenggebied aansluitend aan de X-Y-rand, want dan heeft men immers ontmenging in het binaire randsysteem, vgl. fig. 1 van deel II. Dit ontmenggebied kan gewoon sluiten in een kritisch punt (vgl. fig. 6), maar de regulaire benadering blijkt ook de ingewikkelder vorm van fig. 8 op te kunnen leveren. Het is natuurlijk mogelijk dat ontmenging optreedt in twee of alle drie binaire randsystemen, met name als RT ook kleiner dan $\frac{1}{2}b$ en/of kleiner dan $\frac{1}{2}c$ is. Ook het bandvormige ontmenggebied (fig. 7*a*), en het type fig. 3 berekent men met de regulaire benadering, en nog vele andere, niet genoemde typen diagrammen. Tevens doet men op deze wijze een ontdekking die in het geheel niet voor de hand ligt, nl. dat er een vierfazenevenwicht optreedt indien a, b en c positief en ongeveer gelijk zijn. Dit vierfazenevenwicht treedt uiteraard — men denke aan de fazenregel — bij één heel bepaalde temperatuur op [7]; bij een hogere temperatuur heeft men een diagram van het type fig. 11*a*, met een afgesloten homogeen gebiedje „binnenin". Bij verdere temperatuurverhoging vloeit dit samen met de drie homogene gebieden in de hoeken, waarbij drie gescheiden ontmenggebieden als in fig. 8 ontstaan, met in totaal zes kritische punten. Een dergelijk systeem is experimenteel nog niet gevonden.

Gesloten ontmenggebieden

Behalve ontmenggebieden aan een rand zijn er verschillende voorbeelden bekend van gesloten ontmenggebieden, vrijwel alle in de vloeibare toestand. Uitgaande van de benadering (3) vindt men dat hiervoor noodzakelijk is dat minstens één van de wisselwerkingsparameters negatief is, en wel sterker negatief dan het verschil tussen de beide andere. Nemen we de parameters per definitie $a \geqslant b \geqslant c$, dan moet dus gelden:

$$c < (b - a). \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (7)$$

Zijn echter alle drie parameters negatief, dan is dit niet voldoende, maar blijkt dat er moet gelden:

$$\sqrt{-c} > \sqrt{-b} + \sqrt{-a} \quad . \quad . \quad . \quad (8)$$

voor een systeem met een gesloten ontmenggebied. Op het eerste gezicht is het wat vreemd dat ontmenging op kan treden terwijl alle binaire combinaties graag mengen.

Laten we ter verduidelijking eens als voorbeeld een eenvoudige symmetrische combinatie nemen, b.v. $a = b = -1$ kcal, $c = -9$ kcal. De enthalpie is dan $H = -xy - xz - 9yz$.

We beschouwen een doorsnede door het X-hoekpunt en het midden van de Y-Z-zijde. Hierin is $y = z = \frac{1}{2}(1 - x)$, hetgeen ingevuld in bovenstaande vergelijking geeft: $H = \frac{1}{4}(-9 + 14x - 5x^2)$. Deze uitdrukking is wel overal negatief (behalve voor $x = 1$), maar stelt een parabool voor die geheel boven de rechte lijn door ($x = 1$, $H = 0$) en ($x = 0$, $H = -9/4$) ligt. Bij voldoende lage temperatuur kan men derhalve ontmenging in een X-rijk en een X-arm mengsel verwachten. Juist als Y en Z zo erg graag mengen ($c = -9$ kcal tegenover $a = b = -1$ kcal), is de verdunning van hun mengsel door toevoeging van X energetisch ongunstig, als tenminste de X-Y- en X-Z-wisselwerkingen deze factor niet overcompenseren.

Het klassieke voorbeeld van een systeem met een gesloten ontmenggebied is water-aceton-fenol, en voor metallische vloeistoffen Bi-Cu-Sb [8]. In het eerstgenoemde systeem is aceton-fenol, in het laatstgenoemde is Cu-Sb het randsysteem met de sterk negatieve wisselwerking.

Een gesloten ontmenggebied kan vaak worden opgevat als bestaande uit twee randontmenggebieden. Dit kunnen we illustreren met het systeem Bi-Cu-Sb. Met de sterk negatieve wisselwerking Cu-Sb hangt samen het bestaan van de verbinding Cu_3Sb. De snede Bi-Cu_3Sb gaat midden door het ontmenggebied en is nagenoeg binair. Men kan dus het ternaire systeem Bi-Cu-Sb verdelen in de twee ternaire systemen Cu-Bi-Cu_3Sb en Sb-Bi-Cu_3Sb, die elk een gewoon ontmenggebied langs de zijde Bi-Cu_3Sb vertonen.

[5] Richting en relatieve lengten van de assen van de „indicatrix-ellips" van α worden bepaald door de hoofdkromtestralen van het G-oppervlak van α in P. Pas als men het oppervlak dieper doorsnijdt, komen de derde afgeleiden van G naar x en y in het spel en is de doorsnijding geen ellips meer.

[6] J. L. Meijering, Philips Res. Repts. **5**, 333, 1950 en **6**, 183, 1951.

[7] Bij deze vierfazentemperatuur is er een viervoudig raakvlak aan één zelfde G-x-y-oppervlak, in tegenstelling met wat er bij een ternair eutecticum aan de hand is.

[8] F. A. H. Schreinemakers, Z. phys. Chem. **33**, 83, 1900; N. Parravano, Gazz. chim. ital. **40**, 445, 1910.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Als voorbeeld van een geslaagde voorspelling met behulp van de regulaire benadering willen we noemen de voorspelling van het gesloten ontmenggebied in de vloeibare faze van het systeem Bi-Zn-Ag [9].

De enige tot nu toe experimenteel gevonden gesloten ontmenggebieden in *vaste fazen* [10] zijn die in Au-Ni-Cu en Cr-Mo-W [11]; de fazen in kwestie zijn resp. in de zijden gecenterd kubisch en ruimtelijk gecenterd kubisch. De randsystemen van Au-Ni-Cu zijn voldoende bekend om met de regulaire benadering te onderzoeken of het gesloten ontmenggebied begrepen kan worden. Dit is inderdaad het geval. De sterk negatieve wisselwerking is hier die tussen Cu en Au [6].

Een nadere beschouwing van de mengbaarheid; de regel van Bancroft en Timmermans

Volgens een oude kwalitatieve regel van Bancroft en Timmermans [12] zal de onderlinge mengbaarheid van twee componenten X en Y bij toevoeging van een weinig van een derde component Z *slechter* worden als de affiniteiten van Z ten opzichte van X en ten opzichte van Y flink verschillen, maar *beter* als de derde component géén grote voorkeur heeft.

Met de regulaire benadering vindt men [6]:

$$\left(\frac{\mathrm{d}|x_1 - x_2|}{\mathrm{d}z}\right)_{z=0} \begin{cases} > 0 \\ < 0 \end{cases} \quad \text{naar gelang} \quad |b-c| \begin{cases} > a \\ < a \end{cases} \qquad \ldots \quad (9)$$

Hierin zijn x_1 en x_2 de x-coördinaten van de coëxisterende fazen. De parameter a moet positief zijn, omdat er anders geen ontmenging in X-Y is. Als het verschil tussen de beide andere interactieparameters groter is dan a, moet volgens (9) de breedte van het ontmenggebied $(x_1 - x_2)$ groter worden bij toevoeging van Z, in het tegenovergestelde geval kleiner. De regel van Bancroft-Timmermans is daarmee voor regulaire systemen bevestigd en tevens in een eenvoudige kwantitatieve vorm gegoten.

Voorbeelden van de beide gevallen vindt men in fig 6 en fig. 7*b*. Het is interessant na te gaan wat de invloed zal zijn van temperatuurverhoging, waardoor de mengbaarheid in het algemeen toeneemt. In het eerste geval kan men verwachten dat bij temperatuurverhoging het ontmenggebied kleiner wordt en in het binaire kritische punt van X-Y verdwijnt. In het tweede geval is te verwachten dat bij temperatuurverhoging het inkrimpende ontmenggebied de X-Y-kant loslaat, en ten slotte kan het bij nog hogere temperatuur in een ternair kritisch punt verdwijnen. In dat geval heeft men een gesloten ontmenggebied tussen de binaire en de ternaire kritische temperatuur, in overeenstemming met (7).

De regulaire benadering levert verder als resultaat op dat het isotherme ontmenggebied het snelst versmald wordt bij toevoeging van Z als $b - c = 0$, dus als Z gelijke wisselwerkingen heeft met X en Y. Men zie de symmetrische pijlen „0" in *fig. 22*, die de beginhellingen van het ontmenggebied aangeven. Als we $b - c$ laten toenemen, wijken de beide beginhellingen uit elkaar. De evenwijdige pijlen „1" geven de beginhellingen voor het geval dat $b - c = a$.

Fig. 22. Beginhellingen van de grenzen van een ontmenggebied berekend [6] voor $(b - c)/a = 0$, 1 en 2, resp. aangegeven door de pijlen *0*, *1* en *2*.

Het is leerzaam ook nog langs een andere weg in te zien dat de onderlinge mengbaarheid van twee componenten bij aanwezigheid van een weinig van een derde component het grootst is als de affiniteiten ten opzichte van de derde component gelijk zijn $(b = c)$, d.w.z. dat „asymmetrie" ten opzichte van de derde component de onderlinge mengbaarheid benadeelt.

Laten we een doorsnede door het G-x-y-oppervlak (3) maken bij een constante — niet te grote [13] — waarde van z $(= z_0)$, en dan aan de resulterende G-x-kromme een dubbelraaklijn trekken. Dit betekent dat we een homogene faze laten ontmengen onder de bijconditie dat z niet mag veranderen. We doen alsof de Z-atomen onbeweeglijk zijn, en alleen de X- en Y-atomen onderling van plaats kunnen wisselen en zo kunnen ontmengen in twee fazen met verschillende x en y, maar gelijke z. In dit „bijzondere" ontmenggebied lopen de connoden dus evenwijdig aan de X-Y-rand.

Substitutie van $z = z_0$ in (3) geeft:

$$G = axy + RT(x \ln x + y \ln y) + \\ + bz_0x + cz_0y + RT\,z_0 \ln z_0. \qquad \ldots \quad (10)$$

Aangezien $y = 1 - z_0 - x$, zijn de termen die b en c bevatten lineair in x, en deze hebben dus geen invloed op de concentraties van de raakpunten van de dubbel-

[9] J. L. Meijering en H. K. Hardy, Acta metallurgica **4**, 249, 1956.
[10] Het aantal is klein doordat er zoveel kristalstructuren mogelijk zijn.
[11] E. Raub en A. Engel, Z. Metallk. **38**, 11, 1947; N.V. Grum-Grzhimailo en D. I. Prokof'ev, Russ. J. inorg. Chem. **7**, 303, 1962.
[12] W. D. Bancroft, J. phys. Chem. **1**, 34, 1896/97 en **3**, 217, 1899; J. Timmermans, Z. phys. Chem. **58**, 129, 1907.
[13] Om niet de kans te lopen (als b en c positief zijn) in een driefazendriehoek terecht te komen.
[14] A. Maeland en T. B. Flanagan, J. phys. Chem. **69**, 3575, 1965.
[15] A. K. Zhdanov en M. A. Sarkazov, Zhurnal fizicheskoi khimii **29**, 602, 1955.
[16] J. L. Meijering, G. W. Rathenau, M.G. van der Steeg en P. B. Braun, J. Inst. Metals **84**, 118, 1955/56.
[17] J. L. Meijering, Acta metallurgica **5**, 257, 1957.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

raaklijn. De vorm van het bijzondere ternaire ontmenggebied is derhalve onafhankelijk van de parameters b en c.

Laten we nu ook de Z-atomen vrij bewegen, dan moeten we raak*vlakken* aan het G-x-y-oppervlak aanbrengen om te zien of een homogene faze stabiel is. Als we dat doen bij een concentratie die op de grens van het „bijzondere" ontmenggebied ligt, dan weten we dat het raakvlak — dat immers de dubbelraaklijn aan de doorsnede bij constante z bevat — het oppervlak verderop in een punt ontmoet. Er zijn twee mogelijkheden: òf het raakvlak raakt het G-x-y-oppervlak in dat punt, òf het doorsnijdt het. In het eerste geval is het raakvlak een dubbelraakvlak en is de connode van het „echte" ontmenggebied identiek met de connode van het „bijzondere" ontmenggebied, evenwijdig aan de X-Y-as. Elk beschouwd raakvlak zal een dubbelraakvlak zijn als $b = c$, want dan is het ternaire systeem symmetrisch. In het tweede (asymmetrische) geval is het echte ontmenggebied blijkbaar groter dan het bijzondere en dus ook groter dan het symmetrische echte.

Een voorbeeld vinden we in het in de zijden gecenterde kubische systeem Au-Pd-H, waar de metaalatomen op de roosterpunten zitten, maar de H-atomen interstitieel. Bij b.v. 250 °C treedt ontmenging op in een waterstofarme en een waterstofrijke faze [14], waarbij de Au/Pd-verhouding in elk der fazen echter gelijk blijft, omdat bij deze temperatuur de Au- en Pd-atomen praktisch onbeweeglijk zijn. We hebben hier een experimenteel gevonden „bijzonder" ontmenggebied, waarbij een der beide concentratievariabelen gefixeerd is.

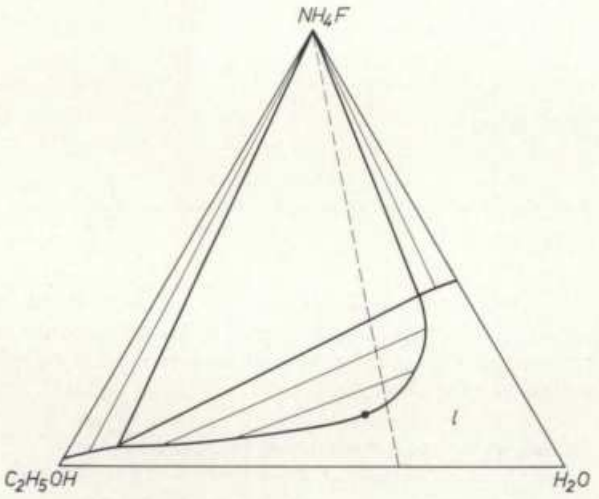


Fig. 23. Isotherme doorsnede van het systeem H_2O-C_2H_5OH-NH_4F bij 25 °C (concentraties in gewichtsprocenten). Volgen we de stippellijn van beneden naar boven, dan zien we dat NH_4F aanvankelijk gewoon oplost in het water-alcoholmengsel, maar bij een zekere concentratie een ontmenging teweegbrengt in een waterrijke en een alcoholrijke faze. Hierop berust de welbekende scheidingsmethode door *uitzouten*: het zout NH_4F verdrijft de alcohol uit het water-alcoholmengsel.

Iets over uitzouten

We kunnen hier nauwelijks ingaan op berekeningen van ternaire diagrammen waarbij fazen met verschillende structuur optreden. Vermeld zij dat de regulaire benadering ook hier bruikbaar kan zijn voor het begrijpen of voorspellen van een bepaald *type* diagram, b.v. dat van *fig. 23* [15]. Het verschijnsel dat het oplossen van een zout (NH_4F) in b.v. water-alcohol-mengsels tot ontmenging in twee vloeistoffen kan voeren, noemt men uitzouten. Een analoog geval doet zich voor bij Cu-Ni-Cr in de vaste toestand [16]. Chroom vervult hier een soortgelijke functie als het zout in het vorige voorbeeld. Het brengt een ontmenging teweeg in de Cu-Ni-mengkristalfaze — een effect dat men zonder thermodynamische beschouwing niet zou verwachten. De sterk negatieve wisselwerking Ni-Cr speelt bij deze ontmenging een belangrijke rol. De bruikbaarheid van de regulaire benadering komt hier wel bijzonder goed aan het licht: men vergelijke het volgens deze methode berekende diagram [17] in *fig. 24a* met het experimentele diagram in fig. 24*b*.

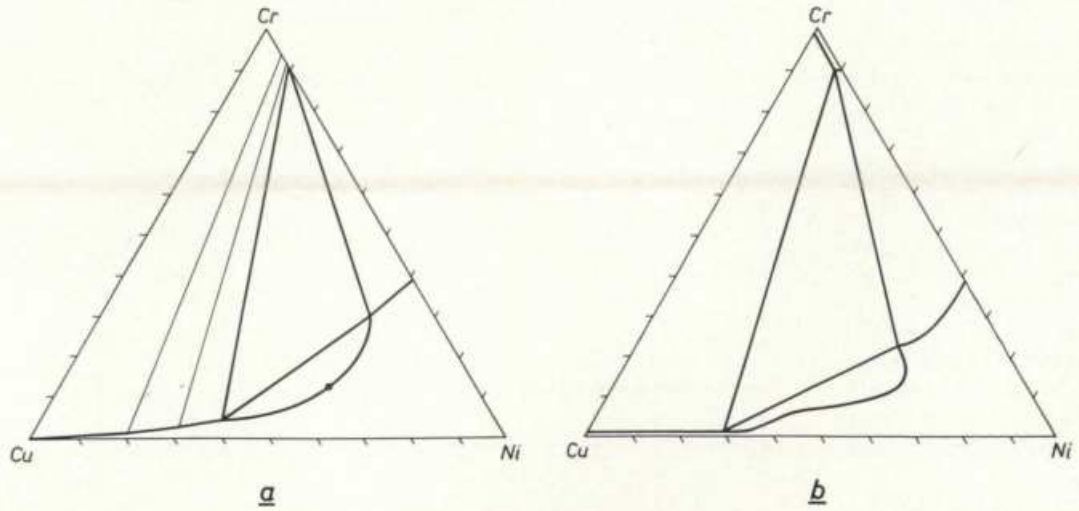


Fig. 24. Isotherme doorsnede van het systeem Cu-Ni-Cr bij 930 °C, *a*) berekend met de regulaire benadering, *b*) experimenteel bepaald.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

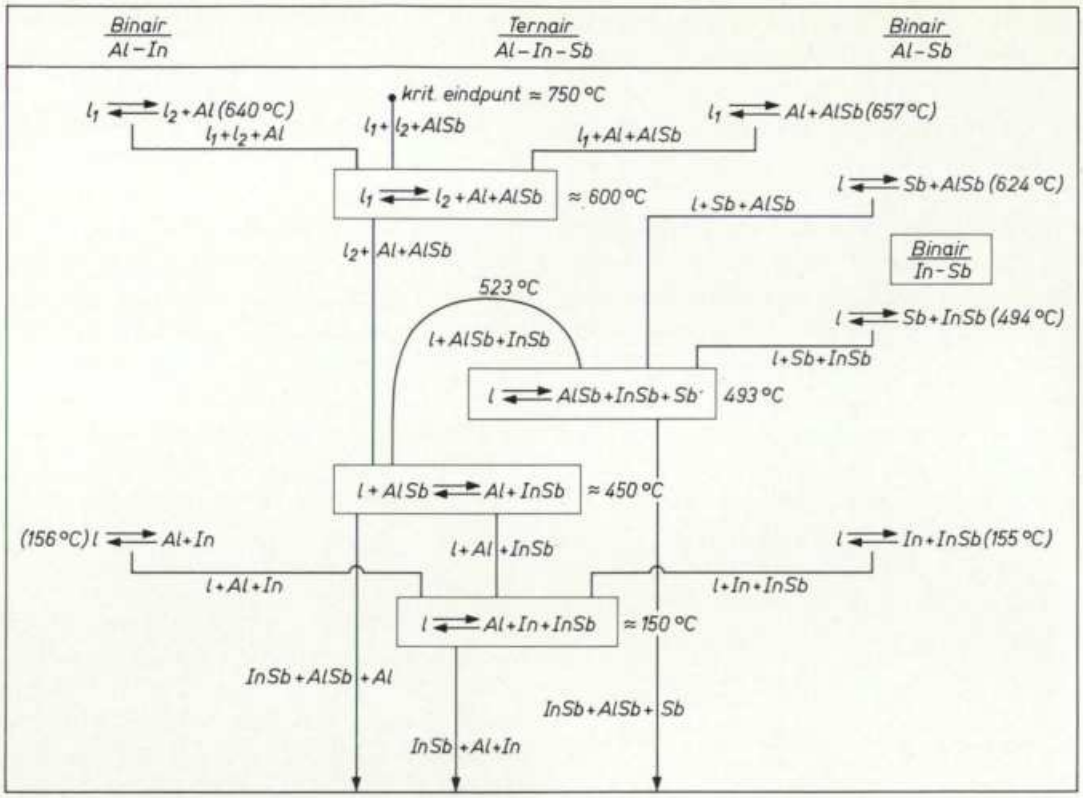

Binair Al–In
Ternair Al–In–Sb
Binair Al–Sb
krit. eindpunt ≈ 750 °C
l1 ⇌ l2 + Al (640 °C)
l1 + l2 + Al
l1 + l2 + AlSb
l1 ⇌ Al + AlSb (657 °C)
l1 + Al + AlSb
l1 ⇌ l2 + Al + AlSb
≈ 600 °C
l ⇌ Sb + AlSb (624 °C)
l + Sb + AlSb
l2 + Al + AlSb
Binair In–Sb
523 °C
l + AlSb + InSb
l ⇌ Sb + InSb (494 °C)
l + Sb + InSb
l ⇌ AlSb + InSb + Sb
493 °C
l + AlSb ⇌ Al + InSb
≈ 450 °C
(156 °C) l ⇌ Al + In
l + Al + InSb
l ⇌ In + InSb (155 °C)
l + Al + In
l + In + InSb
l ⇌ Al + In + InSb
≈ 150 °C
InSb + AlSb + Al
InSb + AlSb + Sb
InSb + Al + In

Fig. 25. Overzichtsschema van het systeem Al-In-Sb.

Aanhangsel I: Een overzichtsschema van de driefazenevenwichten in het systeem Al-In-Sb

We geven in *fig. 25* een zg. overzichtsschema van de driefazenevenwichten in Al-In-Sb [18]. We hebben dit als voorbeeld gekozen omdat alle vijf manieren (A t/m E, blz. 233) waarop een ternair driefazenevenwicht kan ontstaan er in voorkomen. In *fig. 26* en *27* vindt men de binaire randsystemen Al-In en In-Sb. Het derde, Al-Sb, is van hetzelfde type als In-Sb, de intermetallische verbinding AlSb smelt echter hoger (1065 °C) dan Al (660 °C) en Sb. De snede AlSb-InSb door het ternaire systeem is ook binair; het vertoont een eutecticum bij 523 °C, van waaruit twee driefazendriehoeken AlSb + InSb + vloeistof ontstaan bij verlaging van T.

Het binair zijn van AlSb-InSb betekent dat er geen stabiele evenwichten zijn tussen fazen die resp. meer en minder dan 50 at-% Sb bevatten. Het houdt automatisch in dat men het ternaire systeem in twee ternaire systemen kan splitsen: AlSb-InSb-Sb en Al-AlSb-InSb-In, zie *fig. 28*. Evenzo kan men het binaire systeem In-Sb in de systemen In-InSb en Sb-InSb splitsen, en de verbinding InSb als unair systeem behandelen.

Het laatst genoemde ternaire systeem mag men natuurlijk ook als een vierkant afbeelden in plaats van een trapezium. De diagonaal InSb-Al is bij benadering ook binair, zodat men de grote driehoek Al-In-Sb in drie kleinere ternaire systemen mag verdelen.

Terwijl bij beschouwing van het systeem Al-In-Sb het ontstaan van twee driefazendriehoeken AlSb + InSb + vloeistof bij 523 °C (fig. 25) overeenkomt met geval E, komt het overeen met tweemaal geval B als men Al-In-Sb in twee ternaire systemen verdeelt volgens AlSb-InSb.

Aanhangsel II: Iets over sinteren en precipitatieharding

Tot besluit van dit artikel willen we nog even terugkomen op een onderwerp dat we in de inleiding van I aangesneden hebben en dat voor de praktijk van grote betekenis is. We hebben tot dusver steeds de rol van de vrije energie van het oppervlak verwaarloosd. Deze is er verantwoordelijk voor dat een stof bij een fijne verdeling minder stabiel is dan bij een grovere verdeling. Ze levert de drijvende kracht bij het *sinteren* van poeders. De korrelgrenzen willen hun oppervlak zoveel mogelijk verkleinen.

Ook met een fazengrensvlak is natuurlijk een vrije energie ver-

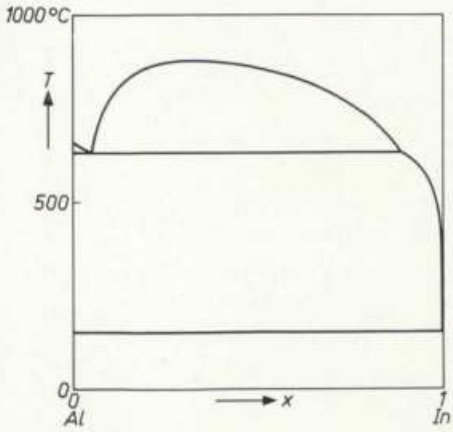


Fig. 26. Het systeem Al-In.

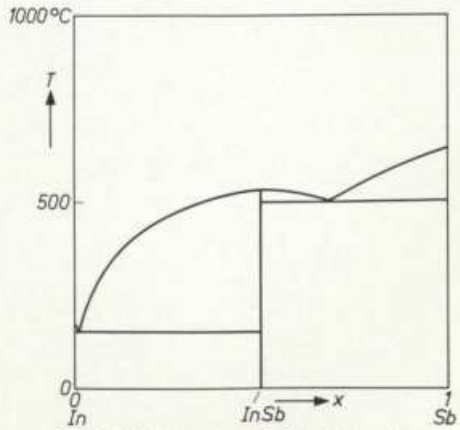


Fig. 27. Het systeem In-Sb. Er treedt een intermetallische verbinding InSb op.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

bonden, die zo laag mogelijk wil zijn. Dit betekent ook hier dat een fijn precipitaat minder stabiel is dan een grof precipitaat van dezelfde samenstelling. Tussen een homogeen mengkristal en een grove heterogene toestand met dezelfde brutoconcentratie kan men een reeks *tussentoestanden* denken, en ook vaak realiseren door een oververzadigd mengkristal gedurende bepaalde tijden bij geschikte temperaturen te behandelen (te ouderen). De aldus te verkrijgen *precipitatieharding* [19] is o.m. van groot praktisch belang voor het maken van mechanisch sterke legeringen en permanente magneten.

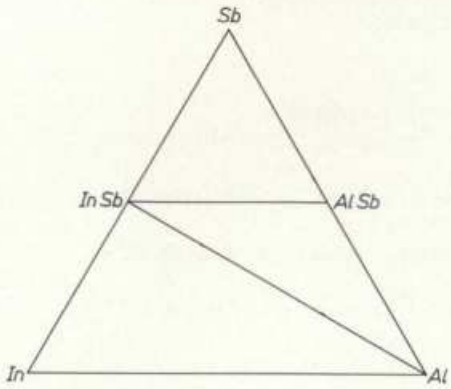


Fig. 28. Een mogelijke verdeling van het systeem Al-In-Sb in drie ternaire systemen (bij lage temperatuur).

[18] W. Köster en B. Thoma, Z. Metallk. **46**, 293, 1955.
[19] Zie b.v. J. L. Meijering, Philips techn. T. **14**, 185, 1952.

Samenvatting. Bespreking van ternaire systemen, als slot van een uit drie delen bestaand artikel over de fazenleer. De moeilijkheden verbonden met de afbeelding van driedimensionele diagrammen leiden tot het werken met doorsneden (de isotherme en de verticale doorsnede), met projecties en met tweedimensionele overzichtsschema's. Aan het, soms verwarring gevende, begrip component wordt een beschouwing gewijd en in verband hiermee wordt ook de fazenregel onder de loep genomen. Veel aandacht wordt gegeven aan een min of meer kwantitatieve benadering van ternaire systemen, de zg. regulaire benadering. Hiermee kan men vrij aardig voorspellingen doen over ternaire systemen, uitgaande van gegevens van de binaire randsystemen.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Recente wetenschappelijke publikaties

Deze publikaties zijn afkomstig van medewerkers van laboratoria en fabrieken, behorende tot of samenwerkende met ondernemingen van het Philipsconcern, in het bijzonder van medewerkers van de navolgende research-laboratoria:

Philips' Natuurkundig Laboratorium, Eindhoven	*E*
Mullard Research Laboratories, Redhill (Surrey), Engeland	*M*
Laboratoires d'Electronique et de Physique Appliquée, Limeil-Brévannes (S.O.), Frankrijk	*L*
Philips Zentrallaboratorium GmbH, Laboratorium Aken, Weisshausstrasse, 51 Aachen, Duitsland	*A*
Philips Zentrallaboratorium GmbH, Laboratorium Hamburg, Vogt-Kölln-Strasse 30, 2 Hamburg-Stellingen, Duitsland	*H*
MBLE Laboratoire de Recherche, 2 avenue Van Becelaere, Brussel 17 (Boitsfort), België.	*B*

Van de meeste dezer publikaties zullen binnenkort overdrukken beschikbaar zijn. Men kan deze aanvragen bij het betrokken laboratorium (zie de codeletter) of bij de Administratie van Philips' Natuurkundig Laboratorium, Eindhoven.

N. W. H. Addink: Agreement between carcinoma experiments in vivo and low-energy X-ray irradiation of the metalloprotein carbonic anhydrase.
Nature **207**, 1271-1272, 1965 (no. 5003). *E*

K. H. Beckmann: Investigation of the chemical properties of stain films on silicon by means of infrared spectroscopy.
Surface Sci. **3**, 314-332, 1965 (no. 4). *H*

G. Blasse: Antiferromagnetism of $CoRh_2S_4$.
Physics Letters **19**, 110, 1965 (no. 2). *E*

H. Bouma: Receptive systems.
Dissertatie Eindhoven, jan. 1965. *E*

C. J. Bouwkamp: Numerical solution of a nonlinear eigenvalue problem.
Proc. Kon. Ned. Akad. Wetensch. **A 68**, 539-547, 1965 (no. 4). *E*

J. C. Brice en **U. Pick:** The coercive force in permalloy thin films.
Brit. J. appl. Phys. **16**, 565-566, 1965 (no. 4). *M*

H. P. C. Daniëls: Ultrasonic welding.
Ultrasonics **3**, 190-196, 1965 (okt./dec.). *E*

C. W. Elenga en **O. Reifenschweiler:** The generation of neutron pulses and modulated neutron fluxes with sealed-off neutron tubes.
Proc. Symp. on pulsed neutron research, Karlsruhe 1965, deel II, blz. 609-622, Int. Atomic Energy Agency, Wenen 1965. *E*

R. Evrard en **P. Beaufils:** Etalonnage des jauges à ionisation au moyen de la jauge absolue à suspension diamagnétique.
Le Vide **20**, 116-120, 1965 (no. 116). *L*

P. J. Flanders: A simple demonstration of magnetic interactions.
Amer. J. Phys. **33**, 346-347, 1965 (no. 4). *M*

C. M. Hargreaves: Corrections to the retarded dispersion force between metal bodies.
Proc. Kon. Ned. Akad. Wetensch. **B 68**, 231-236, 1965 (no. 4). *E*

J. Hornstra: The interaction of grain boundaries and dislocations with vacancies in the sintering process.
Symp. sur la métallurgie des poudres, Parijs 1964, blz. 97-103, Editions Métaux, 1965. *E*

J. Kelly en **H. N. G. King:** The use and design of a high-voltage electron beam machine.
Microelectronics and Reliability **4**, 85-89, 1965 (no. 1). *M*

J. Liebertz: Hydrothermal-Untersuchungen an einigen Verbindungen.
Chemie-Ing.-Technik **37**, 830-832, 1965 (no. 8). *A*

J.-P. Mathieu: Contribution à l'étude des vibrations d'un système amorti.
Rev. univ. Mines **108**, 153-158 en 178-182, 1965 (nos. 4 en 5). *B*

E. Schwartz: Die Verstärkung relativer Immittanzänderungen.
Arch. elektr. Übertr. **19**, 559-565, 1965 (no. 10). *A*

A. L. Stuijts en **G. J. Oudemans:** Ceramic forming methods.
Proc. Brit. Ceramic Soc. **3**, 81-99, okt. 1965. *E*

T. J. Turner, R. De Batist en **Y. Haven:** Relaxation modes for photon-induced reorientation of M-centers in alkali halides.
Phys. Stat. sol. **11**, 267-276, 1965 (no. 1). *E*

P. A. C. Whiffin en **J. W. Orton:** Rhodium as an impurity in single crystals of zinc tungstate.
Brit. J. appl. Phys. **16**, 567-569, 1965 (no. 4). *M*

G. Winkler: Über die Herstellung von Ferriten mit planarer Anisotropie.
Elektrotechn. Z. **B 17**, 769-771, 1965 (no. 23). *H*

Jaargang 27, 1965/66, no. 8/9 blz. 197-244 Verschenen 16 augustus 1966.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!